Nº D'ORDRE au C.N.R.S.
AO 6506

THÈSE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE ROUEN

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Pierre VIGIER

MICROSCOPIE DE LORENTZ EN CHAMP PERPENDICULAIRE
PAROIS SYMETRIQUES

Soutenue le 12 Juin 1972

MM. A. COLOMBANI	: Doyen Honoraire, Professeur à l'Université de Rouen	Président
P. HAYMANN	: Professeur à l'Université de Rouen	Examinateurs
P. BRISSONNEAU	: Professeur à l'Université de Grenoble	
R. VAUTIER	: Directeur de Recherche au CNRS Laboratoire de Magnétisme de Bellevue	

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544705_0012

Nº D'ORDRE au C.N.R.S.
AO 6506

THÈSE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE ROUEN

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Pierre VIGIER

MICROSCOPIE DE LORENTZ EN CHAMP PERPENDICULAIRE PAROIS SYMETRIQUES

Soutenue le 12 Juin 1972

MM.	A. COLOMBANI	: Doyen Honoraire, Professeur à l'Université de Rouen	Président
	P. HAYMANN	: Professeur à l'Université de Rouen	Examinateurs
	P. BRISSONNEAU	: Professeur à l'Université de Grenoble	
	R. VAUTIER	: Directeur de Recherche au CNRS Laboratoire de Magnétisme de Bellevue	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

ACADEMIE DE ROUEN
FACULTE DES SCIENCES

Année scolaire 1971-1972

PERSONNEL ENSEIGNANT DE LA FACULTE DES SCIENCES

Doyen Honoraire ..... A. COLOMBANI
Doyen ..... P. ROLLIN

Mle	COUILLAUD Edith	Professeur Honoraire
MM.	BACHELET Maurice	Professeur (Chimie)
	BOULLARD Bernard	Professeur (Biologie Végétale)
	BOURION Georges	Professeur (Mathématiques)
	COLOMBANI Antoine	Professeur (Physique)
	GRAF René	Professeur (Physique)
	HANSEL Georges	Professeur (Mathématiques)
	REY Pierre	Professeur (Biologie Animale)
	ROLLIN Paul	Professeur (Biologie Végétale)
	THELLIER Michel	Professeur (Biologie Végétale)
	VALENTIN Pierre	Professeur (Physique)
MM.	BACKES Michel	Professeur à titre personnel (Chimie)
	BOUIX Maurice	Professeur à titre personnel (Mathématiques)
Mme	ROUSSEAU Madeleine	Professeur à titre personnel (Physique)
M.	SELEGNY Eric	Professeur à titre personnel (Chimie)
Mme	WINOGRADZKI Judith	Professeur à titre personnel (Physique)
MM.	BOUAZIZ Roger	Professeur sans chaire (Chimie)
	CHALOPIN Henri	Professeur sans chaire (Biologie Animale)
	DUHAMEL Pierre	Professeur sans chaire (Chimie)
	GALLOT Jean	Professeur sans chaire (Physique)
	GRIBENSKI André	Professeur sans chaire (Biologie Animale)
	HAYMANN Pierre	Professeur sans chaire (Physique)
	HUET Pierre	Professeur sans chaire (Physique)
MM.	CHARPENTIER Jean	Maître de Conférences (Biologie Animale) (Psychophysiologie)
	COHEN Paul	Maître de Conférences (Biochimie, Biologie Végétale)
	DERRIDJ Makhlouf	Maître de Conférences (Mathématiques)
	FLEURY Maurice-Bernard	Maître de Conférences (Chimie)

MM.	GOUAULT Jean	Maître de Conférences (Physique)
	HOMMERIL Pierre	Maître de Conférences (Géologie)
Mme	LEGRAND Emmanuelle	Maître de Conférences (Biologie Animale)
MM.	PEREZ	Maître de Conférences (Chimie)
	PETIT Jean-Luc	Maître de Conférences (Mathématiques)
	RAOULT Jean-Pierre	Maître de Conférences (Mathématiques)
	ROUGEE Paul	Maître de Conférences (Mathématiques)
Mme	SURIN Aline	Maître de Conférences (Mathématiques)
M.	UNANUE Ander	Maître de Conférences rattaché (Chimie)
M.	COMBRET Jean-Claude	Maître de Conférences (Chimie)
M.	A. GIRAULT	Attaché principal d'Administration

Ce travail fut réalisé au Laboratoire de Microscopie Electronique de la Faculté des Sciences de ROUEN.

J'exprime à Monsieur le Professeur P. HAYMANN, qui m'a proposé le sujet et m'a aidé sans cesse par ses conseils et ses encouragements, toute ma reconnaissance.

o0o

Monsieur le Professeur A. COLOMBANI, Doyen Honoraire de la Faculté des Sciences de Rouen, m'a initié dans son Laboratoire au travail de la recherche ; je l'en remercie et suis sensible à l'honneur qu'il me fait en acceptant la présidence de ce jury.

o0o

Je suis reconnaissant à Monsieur le Professeur P. BRISSONNEAU de m'avoir prodigué ses conseils pendant la rédaction de cette thèse et je le remercie, ainsi que Monsieur R. VAUTIER, Directeur de recherches au Laboratoire de Magnétisme de Bellevue d'avoir bien voulu participer au jury.

o0o

J'exprime ma gratitude aux Membres du Groupe de Recherche en métallurgie physique pour leur précieuse et amicale collaboration.

J'ai bénéficié particulièrement de l'aide de Melle HAUET pour les calculs numériques, de Mr MALANDAIN, Mr SARRAU, Mme BOUET, Mr VU DINH pour la réalisation du traceur de cycles. La préparation des échantillons a été effectuée en collaboration avec le Laboratoire de Physique des matériaux de Bellevue, avec l'accord de son Directeur, Mr PHILIBERT et le concours de Mr JAUNET et de Mme WALDBURGER.

Que tous veuillent trouver ici l'expression de ma reconnaissance.

oOo

Mademoiselle TAVERNIER a dactylographié ce mémoire avec beaucoup de patience, de soin et de dévouement ; Messieurs HERNANDEZ et MARTINEZ en ont particulièrement soigné l'impression ; je les en remercie ainsi que tout le personnel du service de tirages.

oOo

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION..... 1

PREMIERE PARTIE

MAGNETISME DES LAMES MINCES FERROMAGNETIQUES

CHAPITRE 1 : Domaines magnétiques et parois de domaines..... 4

I.1.1 - Subdivision en domaines d'un échantillon ferromagnétique massif..... 4

I.1.1 a - Termes d'énergie..... 5

I.1.1 b - Parois de Bloch..... 8

I.1.1 c - Méthodes d'observation des parois et domaines..... 10

I.1.2 - Domaines et parois dans les lames minces..... 10

I.1.2 a - Parois de Néel..... 10

I.1.2 b - Anisotropie magnétique des lames minces.. 13

I.1.2 c - Parois symétriques..... 14

CHAPITRE 2 : Inversion de l'aimantation d'une lame mince ferromagnétique..... 16

I.2.1 - Inversion d'un film magnétique par rotation cohérente de l'aimantation..... 16

I.2.2 - Inversion d'un film magnétique par déplacement de parois..... 18

I.2.3 - Cycle d'hystérésis des lames magnétiques minces.... 19

DEUXIEME PARTIE

TECHNIQUES EXPERIMENTALES

CHAPITRE 1 : Préparation des échantillons..... 21
II.1.1 - Méthode de sublimation à courte distance..... 21
II.1.2 - Réalisation de l'appareillage..... 22
II.1.3 - Conditions expérimentales..... 23
II.1.4 - Anisotropie induite..... 26

CHAPITRE 2 : Traceur de cycles d'hystérésis..... 27
II.2.1 - Introduction..... 27
II.2.2 - Principe..... 28
II.2.3 - Réalisation..... 29

CHAPITRE 3 : Microscopie de Lorentz..... 33
II.3.1 - Interaction d'un faisceau d'électrons avec un champ d'induction magnétique..... 33
II.3.2 - Théorie optique de la microscopie de Lorentz..... 37
II.3.3 - Diffraction des électrons par un cristal magnétique 43
II.3.4 - Technique de la microscopie de Lorentz..... 45

TROISIEME PARTIE

ETUDE THEORIQUE DES PAROIS SYMETRIQUES

CHAPITRE 1 : Configuration de l'aimantation d'une paroi symétrique..... 50
III.1.1 - Historique des parois symétriques..... 50
III.1.2 - Modèle de parois symétriques..... 51

CHAPITRE 2 : Energie et largeur des parois symétriques..... 54
III.2.1 - Principe du calcul de la largeur de paroi..... 54
III.2.2 - Energie magnétostatique..... 55
III.2.3 - Autres termes d'énergie..... 62
III.2.4 - Largeur de la paroi symétrique..... 64

CHAPITRE 3 : Existence et stabilité des parois symétriques..... 65
III.3.1 - Paroi imposée par les conditions aux limites $H_o = 0$ 65
III.3.2 - Paroi provoquée par l'application d'un champ extérieur : $H_o \neq 0$ 66

CHAPITRE 4 : Problèmes divers liés aux parois symétriques..... 69
III.4.1 Parois symétriques à angle $2\theta_m$..... 69
III.4.2 - Parois symétriques voisines..... 71
III.4.3 - Parois à 360°, parois multiples..... 74

QUATRIEME PARTIE

ETUDE EXPERIMENTALE DES PAROIS SYMETRIQUES

CHAPITRE 1 : Caractéristiques des échantillons étudiés..... 76

CHAPITRE 2 : Largeur des parois symétriques..... 79
IV.2.1 - Contraste associé à une paroi symétrique en microscopie de Lorentz..... 79
IV.2.2 - Contraste associé aux fluctuations d'aimantation (ripples) à l'intérieur de la paroi..... 83
IV.2.3 - Largeur des parois symétriques en fonction du champ appliqué..... 84

CHAPITRE 3 : Inversion des parois symétriques..... 91
IV.3.1 - Paroi dans la direction de facile aimantation ; mesure de la densité d'énergie des parois de Néel.. 91
IV.3.2 - Paroi perpendiculaire à la direction de facile aimantation..... 94
IV.3.3 - Cas intermédiaire : ϕ au voisinage de $\frac{\pi}{4}$..... 96
CHAPITRE 4 - Applications de la microscopie de Lorentz en champ perpendiculaire..... 98
CONCLUSION..... 101
BIBLIOGRAPHIE..... 103
ANNEXE I : APPROXIMATION DE LA PHASE STATIONNAIRE
ANNEXE II : ENERGIE MAGNETOSTATIQUE D'UNE PAROI SYMETRIQUE
ANNEXE III : ENERGIE DE CREATION D'UNE PAROI SYMETRIQUE : METHODE DE NEEL

INTRODUCTION

Depuis 1960, la microscopie de Lorentz, technique exploitant la déviation des électrons sous l'action de l'aimantation des échantillons traversés, est un outil très efficace dans l'étude des domaines et parois de domaines magnétiques. On doit citer à son actif des informations essentielles sur la structure interne des parois, sur les fluctuations de l'aimantation à l'intérieur des domaines, un accès à la dynamique des parois, une meilleure connaissance de structures en domaines particulières telles que les structures en ruban et plus récemment les domaines cylindriques.

Une étude approfondie de la microscopie de Lorentz permit d'en préciser la théorie optique, dans le but d'obtenir des données quantitatives sur la configuration de l'aimantation des échantillons étudiés et de là, la possibilité de mesurer des grandeurs fondamentales, la constante d'échange par exemple.

Nous avons étendu le champ d'application de la microscopie de Lorentz en introduisant une technique originale : l'étude de l'échantillon soumis à un champ magnétique perpendiculaire. L'observation par transmission nécessite des faibles épaisseurs (moins de 2 000 Å pour des électrons accélérés sous 100 kV) ; par suite, l'anisotropie de forme est très importante. L'application d'un champ magnétique, de direction perpendiculaire au plan moyen d'une lame, n'aura d'effet appréciable que dans les régions où la surface s'écarte du plan moyen (plis de la lame) ou sur les configurations telles que l'aimantation présente une composante normale : domaines en rubans, parois de Bloch, lignes de

Néel (une telle situation est favorisée par l'existence d'une anisotropie perpendiculaire).

Nous avons étudié les phénomènes associés aux déformations de la lame et principalement "les parois symétriques" (parois à 180° séparant deux domaines à aimantation "tête à tête", la direction commune des aimantations étant perpendiculaire à la paroi) ; les possibilités de la microscopie de Lorentz en champ perpendiculaire qui restent à explorer sont très importantes, d'autant plus que la prospection d'un domaine ouvert par une technique nouvelle ne peut prétendre d'emblée être exhaustive.

Dans une première partie, nous rappelons les aspects particuliers du magnétisme des couches minces en indiquant l'importance relative des différentes énergies qui déterminent les configurations d'aimantation ; une attention particulière est portée aux parois de domaines afin de placer, dans leur contexte, les parois symétriques.

La deuxième partie est consacrée à l'exposé des techniques expérimentales employées. La réalisation des lames de permalloy par sublimation à courte distance assure la reproductibilité de l'opération et l'homogénéité en épaisseur et composition. Comme l'anisotropie uniaxe des films joue un rôle pour fixer la largeur d'équilibre des parois et pour imposer le processus d'inversion , il est nécessaire de déterminer cette anisotropie pour chaque lame étudiée et pour ce faire, nous avons mis au point un traceur de cycles très sensible utilisant des amplificateurs opérationnels. Enfin, après avoir rappelé les principes de la microscopie de Lorents, nous définissons nos conditions opératoires et les performances de la technique particulière que nous utilisons.

Nous exposons, dans la troisième partie, l'étude théorique des parois symétriques que nous avons construite à partir d'un modèle abstrait approchant le plus possible les conditions expérimentales ; contrairement aux parois de Bloch et de Néel, les parois symétriques présentent, à l'intérieur même de l'échantillon, un champ de dispersion élevé et dans le bilan énergétique de la paroi, l'énergie magnétostatique occupe une place prépondérante ; elle conduit à une variation de la largeur de paroi proportionnelle à la puissance $\left(-\frac{1}{2}\right)$ du champ perpendiculaire générateur et ce comportement est vérifié par l'expérience. On s'intéresse également aux problèmes connexes des parois symétriques à angle inférieur à 180° et des parois voisines.

L'étude expérimentale des parois symétriques (largeur de paroi, inversion) constitue, avec diverses applications de la microscopie de Lorentz en champ perpendiculaire, l'objet de la quatrième partie.

Nous avons choisi le terme de "parois symétriques" pour insister sur la propriété de symétrie propre aux parois que nous étudions et qu'on ne retrouve ni dans les parois de Bloch ni dans les parois de Néel. Cette désignation n'est rigoureusement correcte que lorsque l'axe facile et la paroi ont même direction ; dans les autres cas, la symétrie n'apparaît que si la projection du

champ appliqué sur la surface de la lame est plus grande que le champ d'anisotropie. Dans les publications de langue anglaise faisant suite à notre travail, ces parois sont appelées "head-on walls".

Les termes anglais utilisés, parce que consacrés par l'usage général, sont : "Cross-tie" ou paroi formée de segments de Néel séparés par des lignes de Bloch et "ripple" qui représente la figure obtenue en microscopie de Lorentz pour des fluctuations quasi-périodiques et de faible amplitude de l'aimantation dans les domaines. N'ayant à considérer que l'aimantation à saturation, nous l'avons désignée par M, en éliminant l'indice s habituellement utilisé ($M \equiv M_s$).

Le choix des unités dans un travail où voisinent les concepts d'origine électrostatique et magnétique est très délicat et comme la très grande majorité des auteurs traitant de sujets analogues, nous avons adopté le système C. G. S.

PREMIERE PARTIE

MAGNETISME DES LAMES MINCES FERROMAGNETIQUES

CHAPITRE 1 : DOMAINES MAGNETIQUES ET PAROIS DE DOMAINES

CHAPITRE 2 : INVERSION DE L'AIMANTATION D'UNE LAME MINCE FERROMAGNETIQUE

C H A P I T R E 1

DOMAINES MAGNETIQUES ET PAROIS DE DOMAINES

1.1.1 - SUBDIVISION EN DOMAINES D'UN ECHANTILLON FERROMAGNETIQUE MASSIF

L'hypothèse de WEISS (1907) |1| d'une subdivision en domaines à aimantation uniforme permet d'expliquer qu'il soit possible d'aimanter des matériaux ferromagnétiques à saturation en leur appliquant un champ relativement faible alors que, ce champ excitateur annulé, l'aimantation conserve une valeur rémanente dépendant de la nature du matériau et des traitements subis antérieurement.

L'étude théorique des domaines et de leurs parois se développa à partir des travaux (1935) de LANDAU et LIFSHITZ |2|. Dans un cristal parfait, de dimensions infinies, l'ordre à courte distance dû à l'intéraction d'échange entre atomes voisins imposerait une aimantation uniforme dans la direction réticulaire la plus favorable énergétiquement. Du fait de l'importante énergie magnétostatique liée à la limitation spatiale et aux imperfections du cristal, une subdivision en domaines entraine souvent une diminution de l'énergie globale.

Afin d'établir cette structure en domaines, on peut imaginer différentes configurations réalistes d'aimantation et retenir celle dont l'énergie est la plus faible ; un autre procédé consiste à minimiser l'énergie d'un modèle dépendant de divers paramètres ; en fait, on n'est jamais sûr qu'une autre distribution de l'aimantation, entièrement différente, ne soit plus favorable |3|.

Au voisinage de la surface, une structure en domaines plus complexe réalise une fermeture partielle de flux diminuant l'énergie de désaimantation (figure 1). Il en est de même près des inclusions non magnétiques et des imperfections du cristal (figure 2). Ces singularités jouent un rôle essentiel dans la nucléation des parois.

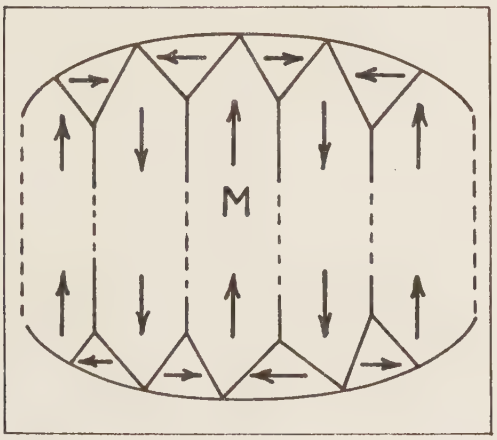


FIGURE 1 - DOMAINES DE FERMETURE

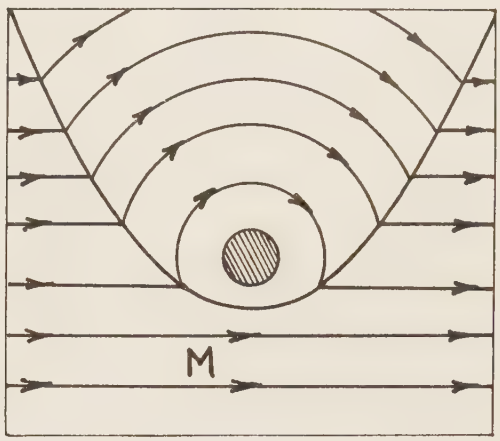


FIGURE 2 - AIMANTATION AUTOUR D'UN TROU

L'énergie magnétostatique associée aux domaines est une énergie en volume tandis que l'énergie des parois les limitant est proportionnelle à la surface de ces parois. L'épaisseur de l'échantillon sera donc un paramètre essentiel de la division en domaines et on doit s'attendre à des configurations particulières pour les lames minces.

I.1.1 a - Termes d'énergie

Energie d'échange

La partie de l'énergie libre d'un cristal ferromagnétique dépendant de l'orientation relative des spins des atomes et non de leur position est appelée énergie d'échange. Elle trouve son origine dans un champ de nature purement quantique tendant à rendre parallèles les spins voisins. Avec les ferromagnétiques, la partie de l'hamiltonien dépendant du spin peut se mettre sous la forme :

$$\hat{H}_{éch} = - J \sum \hat{S}_i \cdot \hat{S}_j \qquad (1)$$

où J est l'intégrale d'échange et $\hat{S}_i$, $\hat{S}_j$ les opérateurs de spin des atomes i et j. J décroît rapidement et n'a de valeur appréciable que pour les proches voisins.

Dans le traitement semi-classique où les $\hat{S}_k$ sont assimilés à des vecteurs, à l'opérateur $\hat{H}_{éch}$ correspond, pour deux atomes voisins, l'énergie d'échange :

$$W_{éch} = - 2J S^2 \sum_{i>j} \cos \theta_{ij} \qquad (2)$$

Le coefficient 2 provient des termes symétriques (i, j) et (j, i).

où S est le nombre quantique total de spins par atome (en unité de $\hbar$) et θ_{ij} est l'angle entre les spins des atomes situés en $\vec{r}_i$ et $\vec{r}_j$.

En ne conservant que les termes dépendant de θ_{ij}, supposé petit, à un terme constant près, l'énergie d'échange s'écrit :

$$W_{ech} \simeq J\, S^2\, \theta_{ij}^2 \qquad (3)$$

Si d est la distance réticulaire, l'énergie d'échange par unité de longueur a pour valeur :

$$w_{éch} = \frac{J\, S^2}{d} \cdot \theta_{ij}^2 = \frac{A}{2} \cdot \theta_{ij}^2 \qquad (4)$$

A est la constante d'échange, grandeur fondamentale du magnétisme, très mal connue expérimentalement. Sa valeur pour le fer et le nickel diffère suivant les auteurs et les méthodes de mesure mais est voisine de 10^{-6} ergs/cm. C'est cette valeur que nous adopterons pour le permalloy. Dans la suite de ce travail, nous considérerons les phénomènes à l'échelle de plusieurs centaines d'atomes et ne traiterons plus de l'aspect quantique, résumé dans cette constante d'échange.

Pour un réseau cubique, si nous choisissons un système d'axes de coordonnées parallèles aux axes du cube et si la direction des spins est repérée par les cosinus directeurs α, β, γ :

$$\sum_{i>j} \cos \theta_{ij} = -\frac{d^2}{2} \sum_j \left\{ (\nabla \alpha_j)^2 + (\nabla \beta_j)^2 + (\nabla \gamma_j)^2 \right\} \qquad (5)$$

Si le réseau est du type CFC, la somme est effectuée sur les quatre atomes de la cellule unité et le résultat divisé par le volume de la cellule a^3. L'énergie d'échange a pour expression |4| |2| :

$$W_{ech} = \frac{A}{2} \left\{ (\nabla \alpha)^2 + (\nabla \beta)^2 + (\nabla \gamma)^2 \right\} \qquad (6)$$

Energie d'anisotropie

L'énergie d'un domaine aimanté uniformément dépend de la direction de l'aimantation. L'anisotropie magnétocristalline provenant de l'intéraction des structures magnétiques et cristallines contribue à cette anisotropie magnétique. Dans un réseau cubique :

$$W_K = K_1 \left(\alpha^2\beta^2 + \beta^2\gamma^2 + \gamma^2\alpha^2\right) + K_2\, \alpha^2\beta^2\gamma^2 \qquad (7)$$

Dans un réseau hexagonal, avec θ : angle de $\vec{M}$ avec l'axe c :

$$W_K = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + \ldots \qquad (8)$$

Une partie de l'anisotropie magnétique provient des contraintes à cause de la magnétostriction. Un cristal ferromagnétique cubique susceptible de se déformer subira une variation de longueur, dans une direction $(\alpha_1, \beta_1, \gamma_1)$ dépen-

dant de la direction de l'aimantation $(\alpha_2, \beta_2, \gamma_2)$ donnée en première approximation par :

$$\frac{\delta l}{l} = \frac{3}{2} \lambda_{100} \left(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \beta_1^2\beta_2^2 + \gamma_1^2\gamma_2^2 - \frac{1}{3}\right)$$

$$+ 3 \lambda_{111} \left(\alpha_1\beta_1\alpha_2\beta_2 + \beta_1\gamma_1\beta_2\gamma_2 + \gamma_1\alpha_1\gamma_2\alpha_2\right) \qquad (9)$$

Les valeurs de λ pour le fer et le nickel sont de l'ordre de 10^{-5} .

Les films que nous étudions sont polycristallins et constitués de grains orientés au hasard ; les termes d'anisotropie magnétocristalline et magnétostrictive auront une importance secondaire. Cependant, l'anisotropie uniaxe que nous imposerons aux échantillons présente un aspect phénoménologique analogue à celui qui était traduit par l'équation (8). On définira une constante K d'anisotropie uniaxe telle que :

$$W_K = K \sin^2 \theta \qquad (10)$$

θ : angle de l'aimantation avec l'axe d'anisotropie, dit axe de facile aimantation ou axe facile.

On sait imposer une anisotropie uniaxe aux lames magnétiques minces pendant leur fabrication, en opérant le dépôt en présence d'un champ magnétique ou en évaporant sous une incidence différente de la normale. L'origine de cette anisotropie n'est pas parfaitement déterminée. Aux anisotropies de structure due à la présence de groupes d'impuretés ou de lacunes et de forme liée au processus de croissance du film s'ajoute, pour les alliages, l'anisotropie qu'entraîne un ordre partiel des constituants ainsi que l'effet des contraintes uniaxiales présentes dans tous les films minces. La constante K définie précédemment est la résultante de tous ces effets. Par la suite, nous supposerons que les échantillons étudiés présentent toujours une anisotropie uniaxe.

Energie magnétostatique

Aux fluctuations de la direction de l'aimantation correspond une densité de charges magnétiques :

$$\rho(\vec{r}) = - \vec{\nabla} \cdot \vec{M} \qquad (11)$$

Il en résulte un champ magnétique :

$$\vec{H}_m(\vec{r}) = - \vec{\nabla} V(\vec{r}) \qquad (12)$$

où le potentiel magnétique $V(\vec{r})$ est lié à la densité de charges ρ par :

$$V(\vec{r}) = \iiint \frac{\rho(\vec{r})}{r} dv \qquad (13)$$

Une densité volumique d'énergie $w_m = - \frac{1}{2} \vec{H}_m \cdot \vec{M}$ (14)

correspond à l'intéraction de ce champ $\vec{H}_m(\vec{r})$ avec l'aimantation.

En tous points d'un échantillon placé dans un champ magnétique $\vec{H}$, l'aimantation est soumise à un couple $\Gamma = \vec{M} \times \vec{H}$ (15)
correspondant à une densité d'énergie $w_H = - \vec{M} . \vec{H}$ (16)

L'énergie magnétostatique provient d'une part des charges en volume associées aux variations de direction de $\vec{M}$ au sein de la matière aimantée, d'autre part de la discontinuité de $\vec{M}$ à la surface de l'échantillon. La densité d'énergie magnétostatique d'un matériau aimanté uniformément ne dépend que de la forme de la surface et non du volume de matière magnétique ; si l'on augmente homothétiquement ce volume, la densité d'énergie magnétostatique reste constante.

L'énergie magnétostatique détermine la subdivision en domaines, la structure des parois, la direction de l'aimantation du matériau ; cependant, excepté dans certains cas très particuliers, elle ne peut être calculée de façon exacte.

I.1.1 b - Parois de BLOCH

Nous considérons la région de transition, ou paroi, séparant deux domaines dont les directions d'aimantation font un angle de 180°. Le changement de sens de l'aimantation s'opère progressivement à travers la paroi de façon qu'il n'apparaisse pas de charges magnétiques en volume. Cette condition sera réalisée si la direction des spins tourne autour d'une direction perpendiculaire au plan de la paroi (figure 3a). Supposons une rotation linéaire de la direction de l'aimantation, repérée par l'angle ϕ qu'elle fait avec la direction de $\vec{M}$ au centre de la paroi.

$$\phi = \pi \frac{x}{a} \qquad (17)$$

L'énergie d'échange se calcule à partir de (3). On compte deux spins S par cellule de volume d^3, chacun ayant 2 voisins non parallèles. Avec un angle $\theta = d \left(\frac{d\phi}{dx}\right)$ entre deux spins voisins, l'énergie d'échange par unité de volume a pour valeur :

$$w_{éch} = \frac{2 J S^2 \theta^2}{d^3} = A \frac{\pi^2}{a^2} \qquad (18)$$

L'énergie d'anisotropie par unité de volume est donnée par :

$$w_K = \frac{1}{a} \int_{-a/2}^{a/2} K \sin^2 \phi \, dx = \frac{K}{2} \qquad (19)$$

La largeur optimale de paroi "a_o" satisfait la condition :

$$\frac{\partial}{\partial a} (w'_{éch} + w'_K) = 0 \qquad (20)$$

où w' indique les énergies par unité de surface de paroi.

La condition (20) donne :

$$a_o = \pi \sqrt{2} \cdot \sqrt{\frac{A}{K}} \qquad (21)$$

correspondant à une énergie par unité de surface de paroi :

$$w = \pi \sqrt{2} \cdot \sqrt{AK} \qquad (22)$$

Si l'énergie magnétostatique des charges, à l'intersection de la paroi et des surfaces de l'échantillon n'est pas négligeable, on l'évalue, de façon approchée, en assimilant la paroi à un cylindre elliptique (figure 3b) et on obtient, par unité de surface, une énergie :

$$W_m = \frac{\pi a^2}{a + t} \cdot M^2 \qquad (23)$$

Cette énergie devient rapidement prédominante lorsque l'épaisseur t de l'échantillon décroît. Ce résultat conduisit NEEL |5| à proposer un modèle de paroi plus favorable pour les lames minces.

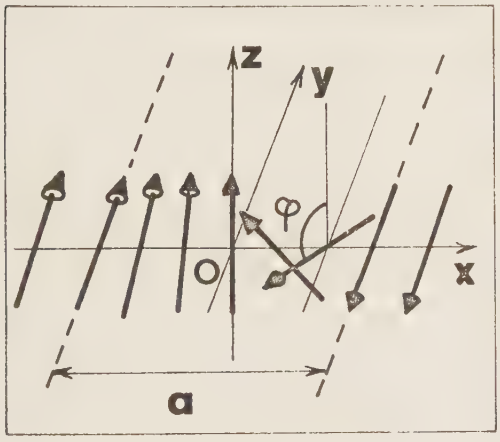


FIGURE 3a

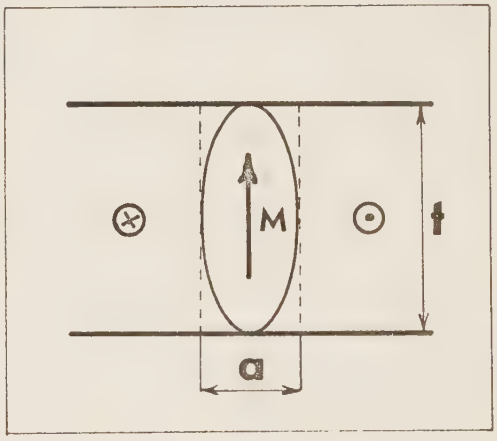


FIGURE 3b

Une subdivision de la paroi de Bloch en segments dans lesquels l'aimantation tourne alternativement dans l'un et l'autre sens entraîne une réduction de l'énergie magnétostatique |6| pour les matériaux à faible anisotropie |7|. Ce phénomène est mis en évidence par une déformation en zig-zag de la paroi, lorsqu'elle est soumise à un champ magnétique |8|. Les segments de polarités alternées sont séparés par des lignes de NEEL dans lesquelles l'aimantation tourne dans un plan perpendiculaire au plan de la paroi (figure 4).

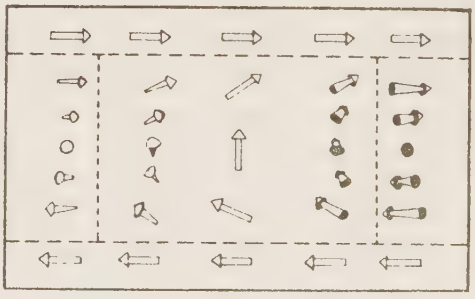


FIGURE 4 - LIGNE DE NEEL, D'APRES JANAK |7|

I.1.1 c - Méthodes d'observation des parois et domaines

Dans la technique des diagrammes de poudres |9|, une suspension colloïdale de grains ferromagnétiques, de dimensions allant de 100 à 1 000 Å, est déposée sur une surface parfaitement polie de l'échantillon. Les champs démagnétisants existant à l'intersection des parois et de la surface provoquent un rassemblement des grains, favorisé par leur mouvement brownien. L'observation en microscopie optique permet un grandissement × 1 000. En figeant le colloïde, une technique de réplique est applicable en microscopie électronique avec un grandissement × 10 000. Cette technique ne donne d'information que sur les champs de fuite sur la surface et n'est pas adaptée à l'étude de la dynamique des parois ; cependant, elle a fourni toutes les premières informations expérimentales sur les parois et la structure en domaine.

On utilise la rotation du plan de polarisation de la lumière sous l'effet de l'aimantation ; on peut opérer par réflexion (effet Kerr) ou par transmission (effet Faraday) avec des matériaux transparents ou en lames très minces ; le contraste est médiocre mais l'absence d'inertie permet de suivre les phénomènes dynamiques.

En étudiant, en topographie de rayons X, les dislocations d'alliages Fe-Si, POLCAROVA et LANG |10| découvrirent un contraste magnétique particulier. Ce contraste est lié aux déformations magnétostrictives du réseau ; ceci explique que l'on voit les parois à 90° et non celles à 180°, la magnétostriction étant indépendante du sens de l'aimantation (9). L'explication du phénomène est compliquée par l'absorption (effet Borrmann). Cette technique permet d'étudier des cristaux épais, jusqu'à 10^{-2} cm, mais l'interprétation des figures obtenues est délicate.

La déviation des électrons par l'aimantation de l'échantillon traversé donne des informations sur la structure magnétique interne. C'est cette technique, appelée microscopie de Lorentz, que nous avons utilisée et nous l'étudions plus en détail dans la deuxième partie de ce mémoire.

I.1.2 - DOMAINES ET PAROIS DANS LES LAMES MINCES

I.1.2 a - Parois de Néel

Pour une épaisseur décroissante de l'échantillon, l'énergie magnétostatique (23) ne peut plus être négligée ; l'énergie de la paroi augmente tandis que sa largeur diminue. Lorsque l'épaisseur devient très faible (inférieure à 700 Å environ dans le cas du permalloy), la rotation de l'aimantation s'opère dans le plan de la lame ; les figures 5a et 5b représentent le modèle de rotation de l'aimantation et l'approximation utilisée pour le calcul de l'énergie magnétostatique.

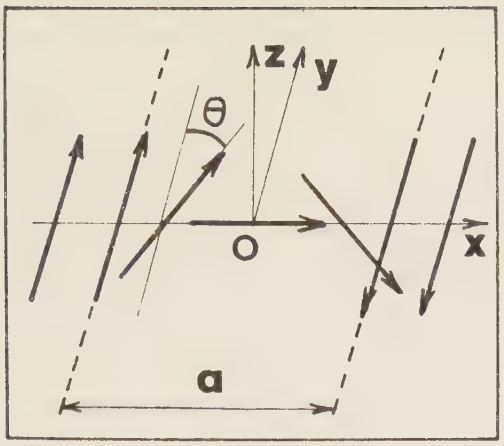


FIGURE 5a - ROTATION DE L'AIMANTATION DANS UNE PAROI DE NEEL (Le plan de la lame est repéré par xoy)

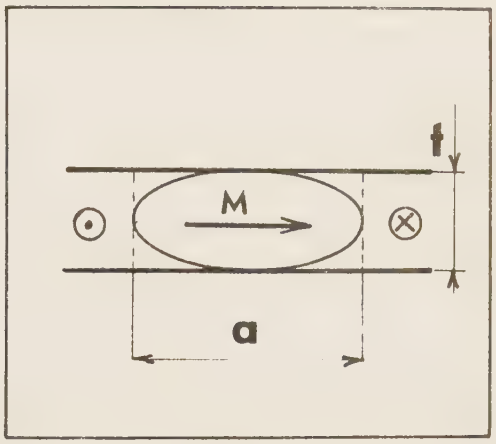


FIGURE 5b - APPROXIMATION DE LA PAROI DE NEEL PAR UN CYLINDRE ELLIPTIQUE

Cette dernière a pour valeur :

$$w_m = \frac{\pi\, a\, t}{a + t} M^2 \qquad (24)$$

et la largeur optimale de paroi est obtenue en résolvant l'équation :

$$\frac{\partial}{\partial a} \left\{ \frac{A\, \pi^2}{a} + \frac{K\, a}{2} + \frac{\pi\, a\, t}{a + t} \cdot M^2 \right\} = 0 \qquad (25)$$

Nous allons indiquer un autre mode d'évaluation, souvent utilisé, de la largeur de paroi |11|.

L'énergie magnétostatique ne peut être calculée rigoureusement puisque un tel calcul exigerait la connaissance de la façon dont la direction de l'aimantation tourne dans la paroi et que c'est précisément ce qui est recherché ; pour pallier à cet inconvénient, on représente cette variation par une fonction analytique simple et on calcule l'énergie magnétostatique correspondante, le résultat étant introduit dans le calcul variationnel.

Reprenant le résultat obtenu par MIDDELHOEK |12| en supposant une rotation uniforme des spins, l'énergie magnétostatique s'écrit :

$$w_m = \pi \frac{t}{a} \sin^2 \theta \cdot M^2 \qquad (26)$$

θ : angle de l'aimantation avec la direction de la paroi.

La variation de l'énergie totale doit être nulle :

$$\delta W(\theta) = \delta \int_{-\infty}^{+\infty} \left[A \left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2 + K' \sin^2 \theta \right] dx = 0 \qquad (27)$$

avec $$K' = K + \frac{\pi t}{a} M^2 \qquad (28)$$

La fonction θ (x) est obtenue en intégrant :

$$A \left(\frac{d\theta}{dx}\right)^2 = K' \sin^2 \theta \qquad (29)$$

Posant $\alpha_o = \sqrt{\frac{A}{K'}}$ (30)

et intégrant entre 0 et x (correspondant à $\theta = \frac{\pi}{2}$ et θ)

$$x = \alpha_o \text{ Log } \left(\text{tg } \frac{\theta}{2}\right) = - \alpha_o \text{ Arg sh } (\text{cotg } \theta) \qquad (31)$$

soit, en inversant :

$$\theta = - \text{ arc cotg } \left(\text{sh } \frac{x}{\alpha_o}\right) \qquad (32)$$

La figure 6 montre qu'à une rotation uniforme

$$\theta = \left(\frac{d\theta}{dx}\right)_{x=0} . \ x$$

correspond une largeur de paroi finie :

$$a_o = \pi \ \alpha_0 \qquad (33)$$

C'est cette valeur qui est prise comme expression de la largeur de paroi.

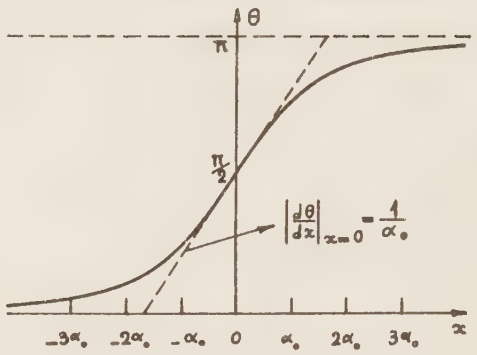


FIGURE 6

A partir de (28), (30) et (33), on obtient :

$$\alpha_o = \left(\frac{A}{K + M^2 \frac{t}{\alpha_0}}\right)^{1/2} \qquad (34)$$

L'intérêt de ce résultat est de représenter la paroi de Néel avec une partie centrale dans laquelle s'effectue la presque totalité de la rotation de l'aimantation, prolongée par une "queue" très importante. Cet étalement des parois de Néel qui se retrouve dans les résultats théoriques les plus récents est bien vérifié expérimentalement. L'amélioration de la théorie des parois de Néel exige l'utilisation de modèles à deux dimensions |13| |14| ainsi que de parois à structure de vortex, pour tenter de définir des répartitions sans champ de dispersion |15| |16|.

Dans la gamme d'épaisseurs séparant les domaines d'existence des parois de Bloch et de Néel apparaissent des parois plus complexes dites en "cross-tie" |17| ; elles sont constituées de segments de parois de Néel séparés par des lignes de Bloch. La figure 7a présente un modèle de telles parois |18| et la figure 7b l'image obtenue, avec des films de permalloy, en microscopie de Lorentz.

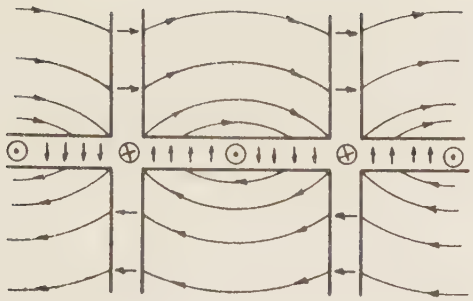


FIGURE 7 a - MODELE D'UNE PAROI CROSS-TIE |18|

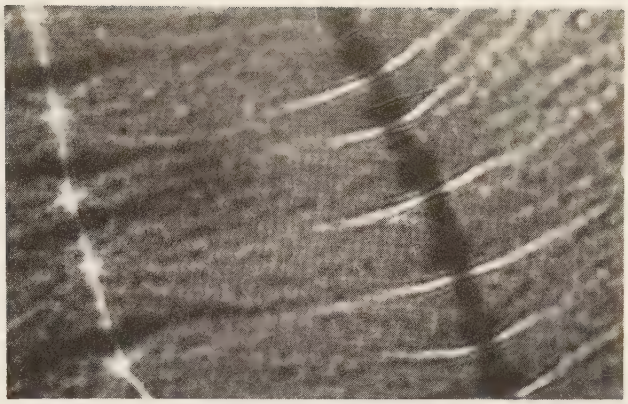


FIGURE 7 b - IMAGE EN MICROSCOPIE DE LORENTZ D'UNE PAROI CROSS-TIE (1 cm représente 2µ)

I.1.2 b - Anisotropie magnétique des lames minces

La très grande anisotropie de forme de l'échantillon accroit l'intérêt d'une anisotropie magnétique uniaxe. Deux cas extrêmes : direction de facile aimantation (symbolisée par le vecteur $\vec{K}$) dans le plan de la lame ou perpendiculaire au plan de la lame, doivent être considérés.

$\vec{K}$ dans le plan de la lame (K//)

A une valeur élevée de l'anisotropie correspond une structure régulière de domaines dont les parois sont parallèles à la direction de $\vec{K}$, tandis que pour des valeurs faibles, la division en domaines devient très complexe. De plus, une microstructure à l'intérieur même des domaines résulte des fluctuations de la direction de l'axe de facile aimantation. La direction de l'aimantation présente une oscillation longitudinale de faible amplitude, quelques degrés au maximum, avec une période de 1 à 2 microns. Ces "ripples" ou ondulations de l'aimantation sont mises en évidence, en microscopie de Lorentz, par un contraste en bandes périodiques perpendiculaires à la direction moyenne de l'aimantation. Cette microstructure joue un rôle important dans la nucléation des parois et entraine un amortissement des parois en mouvement. C'est un facteur essentiel dans l'étude de l'inversion de l'aimantation des lames magnétiques. Nous utilisons ces figures de ripples pour déterminer la direction de l'aimantation en tous points de l'échantillon.

Ce phénomène est très étudié et nous ne citerons que quelques travaux théoriques |19| |20| et de synthèse |21| |22| se rapportant à ce sujet.

$\vec{K}$ perpendiculaire au plan de la lame (K$\perp$)

La direction de l'aimantation s'écarte du plan de la lame ce qui fait apparaître des charges de surface. On classe les différentes structures observées en comparant les valeurs, par unité de volume, des énergies maximales d'anisotropie et de désai-

mantation soit respectivement $K_\perp$ et $2\pi M^2$.

Avec $K_\perp < 2\pi M^2$, on obtient au-dessus d'une épaisseur critique, dépendant de la nature du matériau, une structure de domaines en rubans, l'aimantation s'écartant alternativement de part et d'autre du plan de la lame. On peut observer cette configuration avec des films de cobalt, de fer, de permalloy, pour des épaisseurs supérieures à 1 500 Å.

Avec $K_\perp > 2\pi M^2$, les parois coupent normalement les surfaces, leurs traces présentant une géométrie plus ou moins compliquée ; les domaines de fermeture disparaissent. C'est le cas du Mn Bi par exemple.

I.1.2 c - Parois symétriques

Nous avons donné ce nom aux parois séparant des domaines à aimantations anti-parallèles de direction commune normale à la paroi |23|. La direction des spins tourne de façon continue, de 180°, dans le plan de la lame, sur une distance pouvant atteindre 100 microns.

Nous avons créé artificiellement de telles parois en appliquant un champ magnétique $\vec{H}_o$ perpendiculairement au plan moyen d'une lame mince plissée. Si on schématise un pli par un dièdre (figure 8), les composantes de $\vec{H}_o$ parallèles à la surface sont symétriques par rapport au plan bissecteur du dièdre.

Supposons, pour simplifier, que la direction du pli soit parallèle à l'axe facile ; les spins tournent symétriquement de part et d'autre du pli d'un angle θ correspondant au minimum d'énergie. En négligeant l'énergie magnétostatique associée au changement de direction de $\vec{M}$,

$$\sin\theta = \frac{H_o}{H_k} \sin\alpha \qquad (35)$$

α : angle entre $\vec{H}_o$ et la normale à la surface du film

$H_K = \frac{2K}{M}$ où K est la constante d'anisotropie uniaxe.

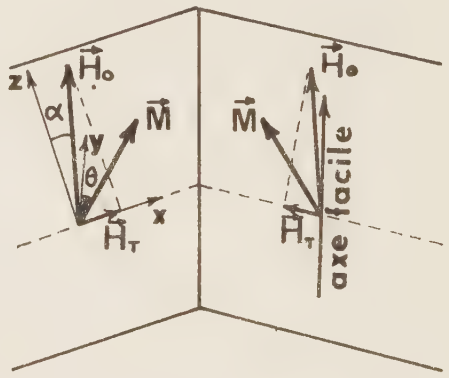


FIGURE 8 - ROTATION SYMETRIQUE DE L'AIMANTATION

Si on considère maintenant un pli cylindrique de rayon R, (section droite représentée sur la figure 9a), la relation (35) peut s'écrire :

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{H_o}{H_K} \cdot \operatorname{tg}\alpha \left\{1 + \operatorname{tg}^2\alpha \left[1 - \left(\frac{H_o}{H_K}\right)^2\right]\right\}^{-1/2} \qquad (36)$$

et en utilisant la relation :

$$\operatorname{tg}\alpha = X\,(R^2 - X^2)^{-1/2} \qquad (37)$$

On obtient :

$$\operatorname{tg}\,\theta = x\left[\left(\frac{a}{2}\right)^2 - x^2\right]^{-1/2} \qquad (38)$$

avec $$x^2 + y^2 = \frac{a^2}{4} \qquad (39)$$

et $$a = 2H_K \cdot \frac{R}{H_o} \qquad (40)$$

Ce modèle correspond à une distribution radiale de l'aimantation (figure 9b) ; ce n'est qu'une approximation de la distribution réelle puisque l'énergie magnétostatique n'est pas, en général, négligeable, comparée à l'énergie d'anisotropie de la paroi ; d'autre part, si la direction de la paroi est perpendiculaire à l'axe de facile aimantation, une largeur non nulle de paroi n'est jusfifiée que par l'existence de cette énergie magnétostatique ; dans la troisième partie de ce mémoire, nous calculerons rigoureusement cette énergie et nous verrons comment elle affecte la largeur "a" de la paroi. Cependant, le résultat approché (40) montre déjà l'intérêt de notre méthode puisque, en microscopie de Lorentz, un contraste sera associé à ces plis et mettra en évidence le relief des échantillons.

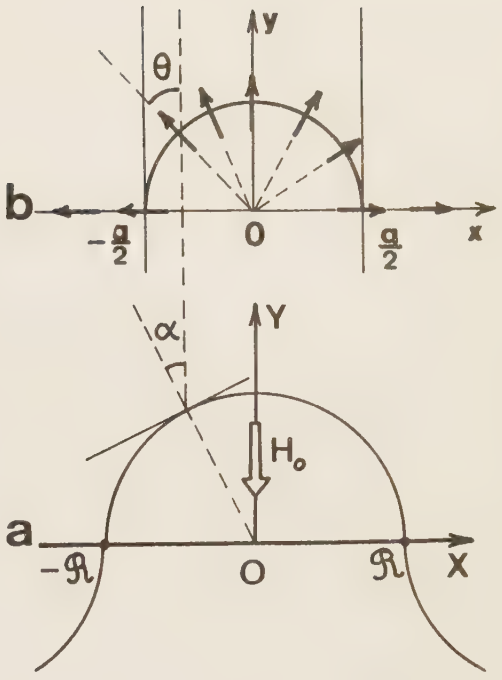


FIGURE 9

a - PLI CYLINDRIQUE A SECTION CIRCULAIRE

b - PAROI SYMETRIQUE AVEC UNE DISTRIBUTION RADIALE DE L'AIMANTATION

CHAPITRE 2

INVERSION DE L'AIMANTATION D'UNE LAME MINCE FERROMAGNETIQUE

I.2.1 - INVERSION D'UN FILM MAGNETIQUE PAR ROTATION COHERENTE DE L'AIMANTATION

On peut, pour un échantillon mince, monodomaine, déterminer la direction de l'aimantation en fonction d'un champ appliqué dans le plan de la lame (modèle de STONER et WOHLFARTH).

Si on appelle θ l'angle entre l'aimantation et la direction de l'axe facile (confondue avec 0x) et (H_x, H_y) les composantes du champ appliqué $\vec{H}$, l'énergie totale par unité de volume du film est donnée par :

$$E = - M \left[H_x \cos \theta + H_y \sin \theta \right] + K \sin^2 \theta \qquad (41)$$

La position d'équilibre stable correspond aux solutions du système :

$$\frac{\partial E}{\partial \theta} = 0 \qquad (42)$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} > 0 \qquad (43)$$

Eliminant θ entre ces deux équations, la courbe critique de stabilité dans le plan (H_x, H_y) est une astroïde (figure 10) d'équations :

$$(H_x)^{2/3} + (H_y)^{2/3} = \left(\frac{2K}{M}\right)^{2/3} = H_K^{2/3} \qquad (44)$$

Le lieu géométrique des points satisfaisant (42) est une droite tangente à l'astroïde. Pour des champs (H_x, H_y) à l'extérieur de la courbe critique, il n'y a qu'une solution θ stable alors qu'à l'intérieur, θ admet deux valeurs.

Si le champ $\vec{H}$ est appliqué dans la direction de facile aimantation, $\theta = 0$ et $\theta = \pi$ sont des solutions stables du système (42), (43) si l'on a respectivement $H_x > - H_K$ et $H_x < H_K$. A ces valeurs de θ correspond, pour la projection de $\vec{M}$ dans la direction de $\vec{H}$,

$$M_x = M \cos \theta = \pm M$$

Un cycle d'hystérésis rectangulaire (figure 11) correspond à la rotation cohérente de $\vec{M}$ lorsque le champ est appliqué suivant l'axe facile. L'utilisation de cette propriété pour constituer une machine logique binaire est immédiate.

Lorsque le champ $\vec{H}$ est appliqué dans la direction difficile, $\theta = \pm \frac{\pi}{2}$ sera une solution stable si, respectivement, $H_y > H_K$ et $H_y < - H_K$.

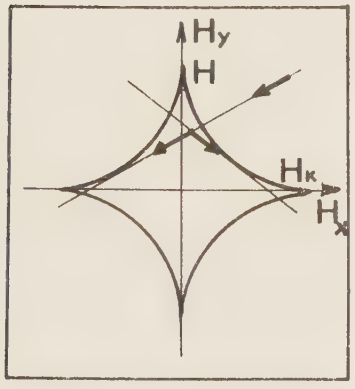


FIGURE 10

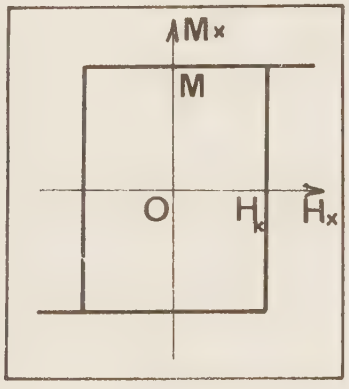


FIGURE 11

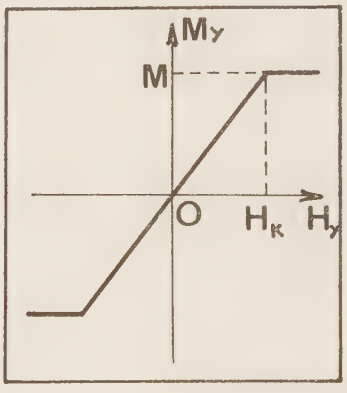


FIGURE 12

A cette valeur de θ correspond une composante de l'aimantation dans la direction difficile : $M_y = \pm M$

D'autre part, $\theta = \text{Arc sin} \frac{H_y}{H_K}$ constitue une solution toujours stable pour $H_y \in \left[- H_K, + H_K\right]$ avec la valeur de $M_y = M \cdot \frac{H_y}{H_K}$.

Le cycle d'hystérésis se réduit à une droite et la saturation est obtenue pour $H_y = \pm H_K$ (figure 12).

Nous sommes partis de l'hypothèse d'un film monodomaine. Dès que des parois apparaissent, l'inversion du film s'opère par rotation de l'aimantation mais aussi par déplacement de paroi et les résultats précédents ne sont plus valables.

I.2.2 - INVERSION D'UN FILM MAGNETIQUE PAR DEPLACEMENT DE PAROIS

Considérons deux domaines adjacents A et B séparés par une paroi de Bloch ou de Néel et dans lesquels l'aimantation est orientée suivant l'axe facile. Si le champ effectif (champ appliqué et champ de désaimantation) au niveau de la paroi est $\vec{H}$, l'énergie libre par unité de volume des domaines A et B, au voisinage de la paroi, s'écrit :

$$w_i = - \vec{H} . \vec{M}_i \qquad (45)$$

Si on déplace la paroi parallèlement à elle-même de δx, l'énergie libre du système varie de :

$$\delta w = - \vec{H} . (\vec{M}_A - \vec{M}_B) . \delta (x) \qquad (46)$$

par unité de surface de la paroi en mouvement. L'effet du champ $\vec{H}$ est analogue à celui d'une pression hydrostatique :

$$P = - \vec{H} . (\vec{M}_A - \vec{M}_B) \qquad (47)$$

qui s'exercerait de part et d'autre de la paroi ; il tend à la déplacer de façon à augmenter le volume des domaines dans lesquels la direction de l'aimantation est la plus proche de la sienne.

Les parois sont toujours supposées planes mais ceci exige que le champ effectif soit nul. En introduisant le rayon de courbure $\mathcal{R}$ et la tension superficielle τ de la paroi, une relation semblable à la loi de Laplace pour les lames liquides donne la géométrie de la paroi |24| :

$$P \mathcal{R} = \tau + \frac{d^2\tau}{d\phi^2} \qquad (48)$$

ϕ définit l'orientation de la paroi par rapport à une direction fixe.

Dans un cristal parfait, l'énergie de la paroi serait indépendante de sa position et un champ très faible suffirait pour la mettre en mouvement. En réalité, l'énergie de paroi dépend étroitement de son emplacement, ceci du fait des variations de l'épaisseur et de l'état de surface du film, des inhomogénéités de composition, des fluctuations locales d'anisotropie et de contrainte. Une étude théorique et expérimentale du champ coercitif de parois (ou champ nécessaire pour déplacer les parois) a été réalisée par MIDDELHOEK |25|. Il faut signaler l'importance des défauts divers qui servent de points d'ancrage aux parois et les freinent dans leur mouvement.

Lorsque l'épaisseur t de la lame devient importante (supérieure à la largeur des parois qui sont alors des parois de Bloch), elle constitue le paramètre principal du champ coercitif H_c ; celui-ci est donné par la loi de Néel :

$$H_c = \frac{C}{t^{4/3}} \qquad (49)$$

Il n'en est plus de même avec les parois de Néel pour lesquelles les variations d'épaisseur sont sans influence ; on doit donc s'attendre à un maximum relatif du champ coercitif aux épaisseurs de transition où apparaissent les parois "cross-tie".

La nucléation des domaines se produit principalement à partir des bords du film où de petits domaines de fermeture existent, même en l'absence de champ appliqué ; il en est de même au voisinage des défauts du film, trous, rayures, inhomogénéités diverses. L'existence de "ripples" importants favorise la formation des parois.

Divers mécanismes de déplacement de parois contribuent à l'inversion des films qui se réalise dans des temps de l'ordre de la microseconde. L'inversion par rotation cohérente de l'aimantation, sans déplacement de paroi, pourra être obtenue, en champ fort ($H >> H_K$), dans un temps 1 000 fois plus faible. Un processus de déplacement lent des parois (1 micron par seconde) se présente lorsqu'un champ continu, légèrement inférieur au champ coercitif est appliqué suivant l'axe facile et un champ alternatif suivant l'axe difficile. Ce phénomène de "reptation" des parois met en lumière le rôle des lignes de Bloch dans la dynamique des parois |26| |27|.

1.2.3 - CYCLE D'HYSTERESIS DES LAMES MAGNETIQUES MINCES

Dans le plan (H_x, H_y) utilisé précédemment (I.2.1), on peut déterminer les régions correspondant aux différents modes d'inversion. Sous la courbe critique (en trait plein, figure 13) du modèle de STONER et WOHLFARTH, on trouve les régions II et III correspondant au déplacement des parois respectivement par reptation et par précession. Dans la région I, l'inversion de l'aimantation ne peut être réalisée.

Au dessus de la courbe critique, l'inversion devrait s'opérer par rotation cohérente mais, dans la région IV, on observe des temps d'inversion intermédiaires entre ceux correspondant aux processus de déplacement de paroi et de rotation cohérente de l'aimantation (région V). Il n'y a pas d'interprétation parfaitement satisfaisante de cette anomalie ; on la justifie par l'existence de domaines en labyrinthe, associés aux variations locales d'emplitude et de direction de l'anisotropie uniaxe ; ces domaines bloqueraient localement la rotation de l'aimantation. Dans cette région l'inversion se réalise par "rotation incohérente" ou inhomogène.

L'existence de ces divers modes d'inversion est incompatible avec les cycles théoriques des figures 11 et 12.

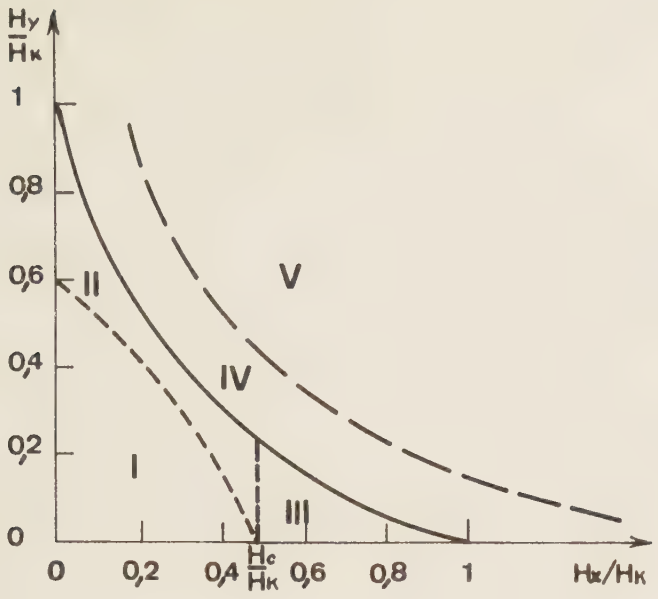


FIGURE 13

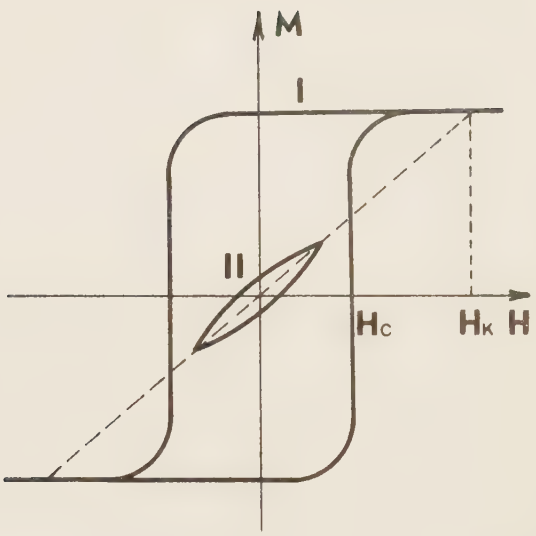


FIGURE 14

Si on applique un champ dans la direction de facile aimantation, le champ coercitif trouvé réellement est en général plus faible que celui indiqué pour le cycle rectangulaire ($H_c < H_K$) et les points anguleux disparaissent (cycle I sur la figure 14).

Si le champ est appliqué suivant l'axe difficile, la variation linéaire de la figure 12 est remplacée par un cycle en forme de fuseau. Des exemples de tels cycles seront donnés dans la deuxième partie de ce travail.

Pour déterminer H_K avec un traceur de cycle (ou hystérésimètre) on procédera ainsi : au cycle obtenu dans la direction facile, on superpose le cycle suivant l'axe difficile, à faible niveau de champ (cycle II sur la figure 14). La direction du fuseau coupe l'horizontale d'ordonnée M en un point d'abscisse $H = H_K$. Nous avons utilisé cette méthode pour déterminer l'anisotropie de nos échantillons.

D E U X I E M E P A R T I E

TECHNIQUES EXPERIMENTALES

CHAPITRE 1 : PREPARATION DES ECHANTILLONS

CHAPITRE 2 : TRACEUR DE CYCLES D'HYSTERESIS

CHAPITRE 3 : MICROSCOPIE DE LORENTZ

CHAPITRE 1

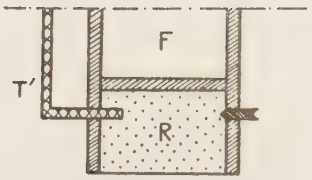
PREPARATION DES ECHANTILLONS

La préparation des couches minces d'alliage Ni-Fe doit répondre, pour l'étude envisagée, à trois exigences précises : la reproductibilité des échantillons en épaisseur et composition ainsi que l'homogénéité de l'alliage. Très souvent, les couches sont obtenues par évaporation à partir d'un creuset mais cette méthode présente plusieurs défauts : divers auteurs |28| |29| observent une variation de la composition allant vers un enrichissement en fer d'environ 2 %. D'autre part, PENN et WEST |28| trouvent un gradient de composition variant de 4 à 7 % pour une épaisseur de 1 000 Å. Enfin, on ne peut éviter la pollution due au creuset et à la qualité insuffisante du vide ; ces inconvénients sont corrigés dans la technique de sublimation à courte distance que nous avons adoptée |30| |31|.

II.1.1 - METHODE DE SUBLIMATION A COURTE DISTANCE

Un émetteur E (figure 15) placé dans le champ d'un four à induction est porté à la température T contrôlée par un thermocouple soudé à sa base ; il provoque le chauffage par rayonnement d'un cristal récepteur R. La température T' de ce dernier est mesurée par un thermocouple placé en son milieu ; elle est contrôlée par la distance émetteur-récepteur et peut être réglée par un fluide ré-

frigérant qui circule extérieurement à l'enceinte à vide en venant refroidir la partie F située derrière le cristal R, créant ainsi un gradient thermique au sein de ce cristal.



Les conditions thermodynamiques de la sublimation sont parfaitement définies ; elles dépendent de deux paramètres : la température de l'émetteur et la distance émetteur-récepteur ; l'échange d'énergie entre l'émetteur et le récepteur s'effectue avec un flux |32| :

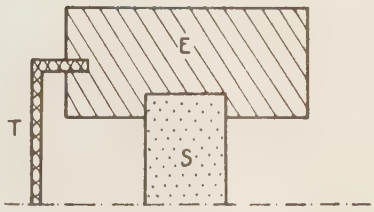


FIGURE 15 - SUBLIMATION A COURTE DISTANCE, SCHEMA DE PRINCIPE

$$\Phi = \alpha \varepsilon \sigma T^4 \Omega \qquad (50)$$

où α est le coefficient d'absorption du récepteur R, ε l'émissivité du métal considéré E, $\sigma = 5{,}675.10^{-12}$ W.cm^{-2} (°K)$^{-4}$; T est la température de l'émetteur E ; ε est trouvé dans la littérature et α peut être déterminé expérimentalement. Ω est l'angle solide émetteur-récepteur ; il est donné par une intégrale dans laquelle interviennent les dimensions de E, de R et la distance émetteur-récepteur.

II.1.2 - REALISATION DE L'APPAREILLAGE

Une pompe Gast à lubrifiant de carbone permet d'atteindre 50 Torr. Le pompage primaire de l'enceinte est ensuite assuré par deux pompes à zéolithes qui atteignent un vide de 10^{-4} Torr. Le pompage secondaire est réalisé par une pompe ionique NRC dont le vide limite obtenu est de 5.10^{-10} Torr ; tous les joints utilisés sont métalliques. Dans sa dernière version |33|, l'enceinte de travail est constituée par un tube de quartz dans lequel s'articulent trois organes principaux (figure 16).

1°) L'émetteur E est placé sur une tige de quartz creusée aux dimensions de l'émetteur et fendue pour le passage d'un thermocouple. La descente ou la remontée de cette tige sur une distance de 20 mm est commandée de l'extérieur de l'enceinte.

2°) Le récepteur R est disposé dans un tube creux en inox pouvant être refroidi jusqu'à la base du substrat par le passage d'un fluide dans sa partie creuse. Le mouvement du récepteur s'effectue verticalement à l'aide de vérins pouvant comprimer un tombac sur 80 mm ; trois vis fixées sur la bride support du tube inox permettent de centrer parfaitement le récepteur sur l'axe de l'émetteur.

3°) Un doigt creux D, en cuivre, est refroidi à l'azote liquide par sa partie interne ; il peut se déplacer avec une course de 40 mm. Il permet, en s'interposant entre l'émetteur et le récepteur, de capter les premiers stades de la subli-

mation pour n'opérer qu'en régime permanent ; ils sert également de cache et régule la température et la durée de la sublimation.

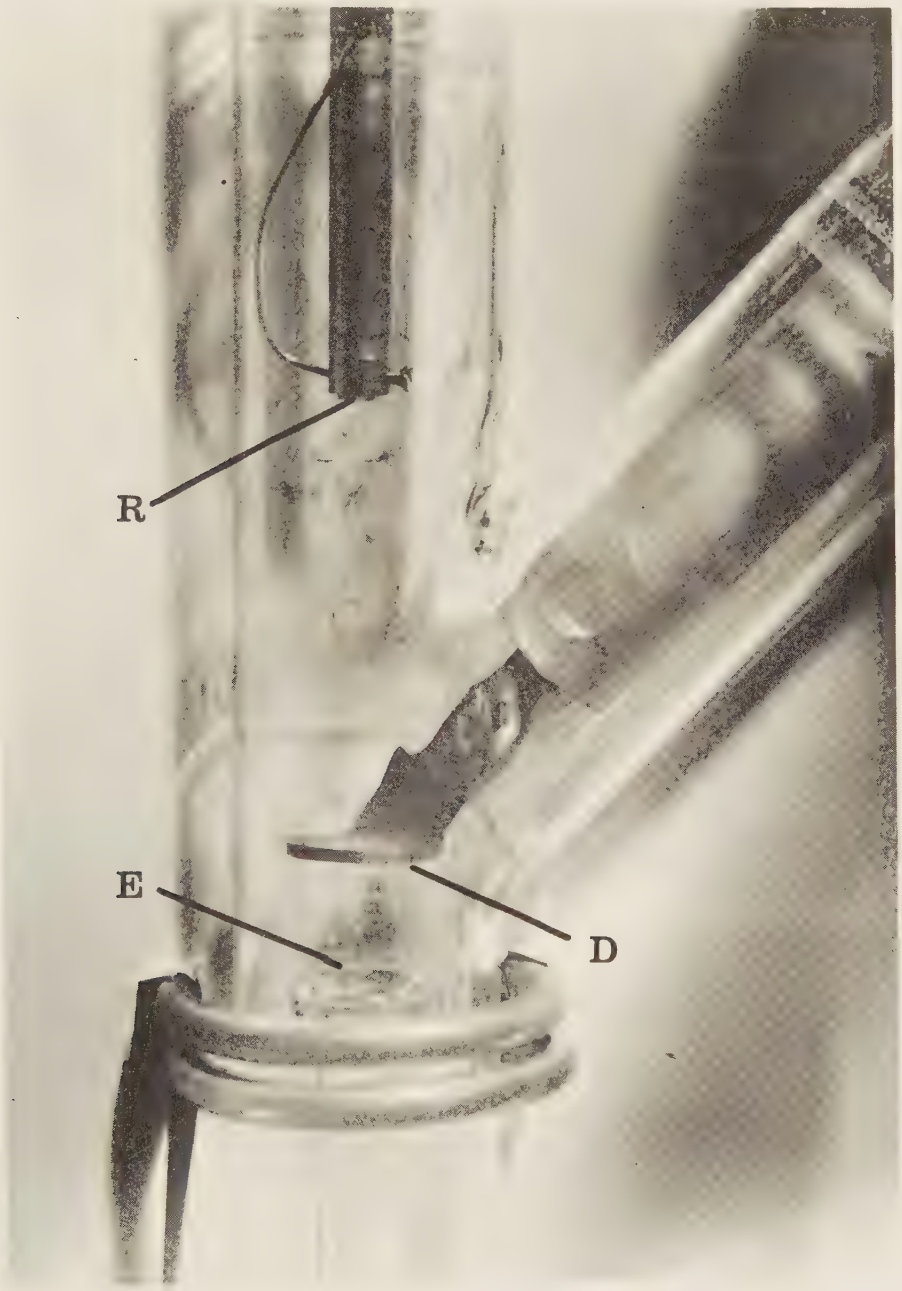


FIGURE 16

II.1.3 - CONDITIONS EXPERIMENTALES

Il est nécessaire de connaître la distribution spatiale des particules émises. Des expériences de sublimation à partir d'une pastille de fer, insérée dans une matrice de tantale, ont été réalisées ; l'analyse du récepteur (substrat de cuivre) à la microsonde électronique permit d'étudier l'épaisseur de métal condensé en fonction de la distance à l'axe de révolution du cylindre émetteur. On observe, en microscopie optique, trois zones concentriques : l'une, située au centre, a pratiquement la dimension de la pastille de fer émettrice ; la deuxième zone

a la dimension de la matrice de tantale. Ces zones sont dues à une attaque thermique du récepteur jointe à l'émission différentielle des parties de l'émetteur. La comparaison de la répartition réelle, déterminée à la microsonde, avec la loi de Lambert montre une excellente concordance (figure 17) jusqu'à des valeurs de x = 3 mm.

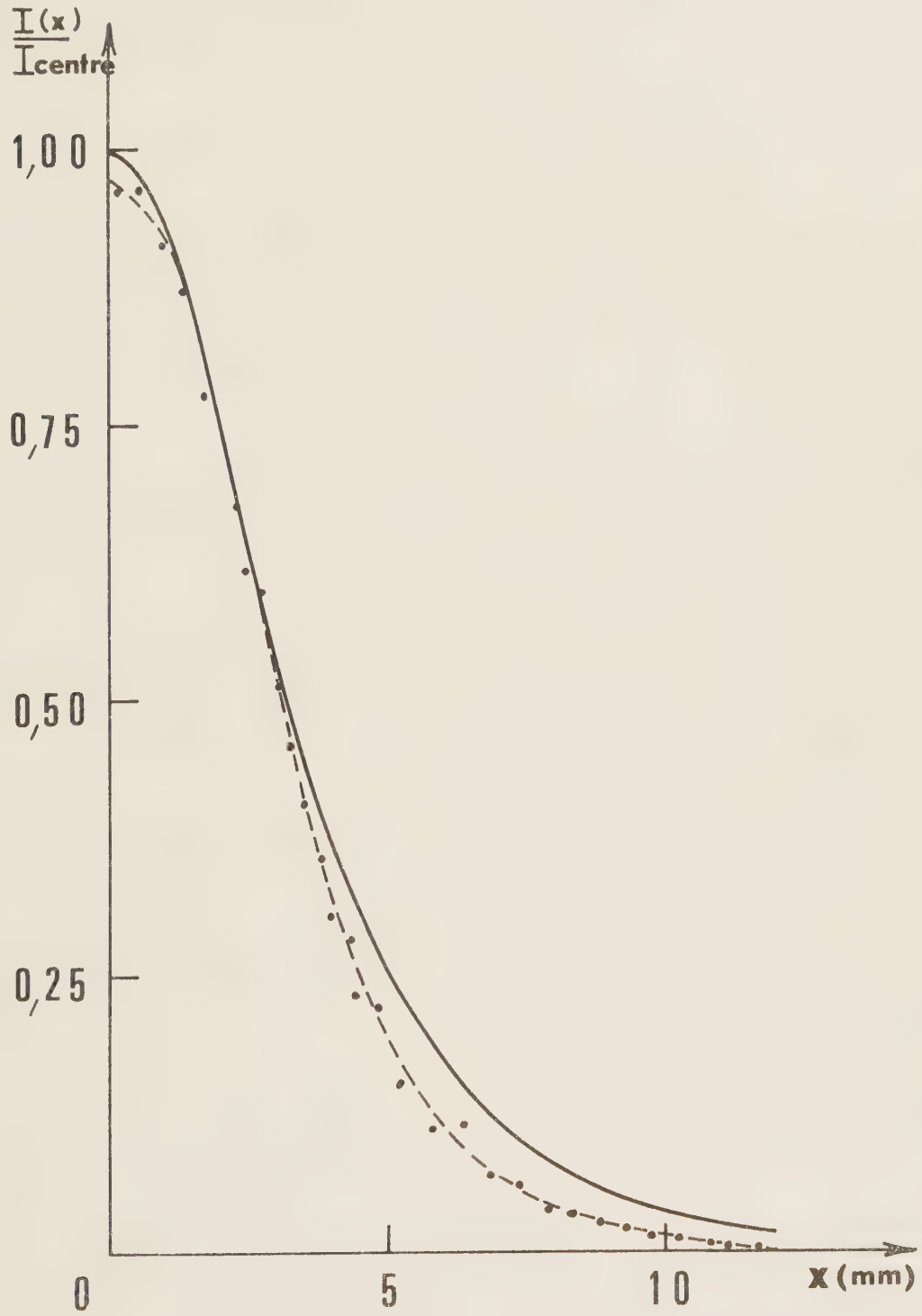


FIGURE 17 - COMPARAISON DE LA DISTRIBUTION REELLE DE L'EMISSION (COURBE EN POINTILLES) AVEC LA LOI DE LAMBERT (COURBE EN TRAIT PLEIN)
x EST LA DISTANCE DU POINT DE MESURE A L'AXE DE L'EMETTEUR.
DANS CETTE EXPERIENCE, LA DISTANCE EMETTEUR-RECEPTEUR ETAIT DE 5 mm ET LE DIAMETRE DE L'EMETTEUR DE 2 mm

Ces résultats conduisent à la réalisation d'un émetteur constitué d'une pastille centrale de tantale servant de réflecteur thermique, sur laquelle sont serties deux couronnes concentriques de Nickel et de fer.

Le flux Φ de particules arrivant sur le récepteur est proportionnel à l'angle solide émetteur-récepteur Ω et dépend de l'émissivité propre à chaque métal ainsi que du coefficient d'absorption du récepteur.

La concentration moyenne de nickel dans l'alliage Ni-Fe est donnée |34| par l'expression :

$$C_{Ni} = \frac{\Phi_{Ni}}{\Phi_{total}} = \frac{\Omega_{Ni}}{\Omega_{Ni} + \rho\Omega_{Fe}} \qquad (51)$$

ρ est le rapport des vitesses de condensation du fer et du nickel, placés dans les mêmes conditions de sublimation, sur une face (100) d'un cristal de Na Cl clivé, support toujours utilisé par la suite.

La figure 18 indique les vitesses de condensation du fer et du nickel, déterminées à partir de mesures d'épaisseur effectuées par une méthode interférométrique. On en déduit une valeur de
$\rho = 2,60 \pm 0,05$.

Les valeurs de Ω_{Ni} et Ω_{Fe} conduisant à la composition souhaitée permettent de calculer les dimensions des constituants de l'émetteur.

Une étude des dépôts en fluorescence X et à la microsonde a permis de confirmer que la variation de composition entre le centre et la périphérie du récepteur n'excédait pas 1 %, le calcul théorique indiquant 0,5 %.

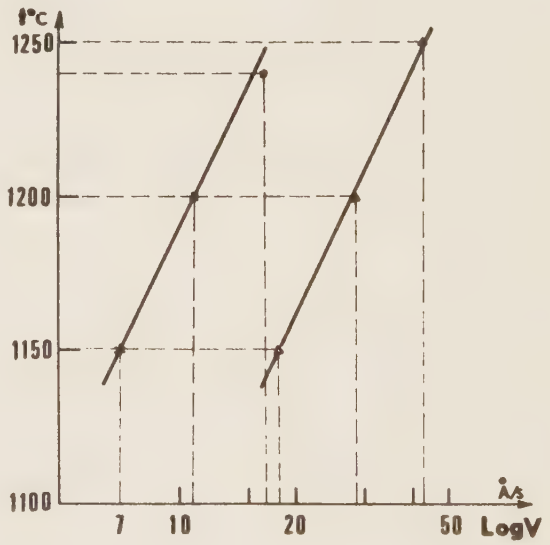


FIGURE 18 - VITESSES DE CONDENSATION DU FER ET DU NICKEL PLACES DANS LES MEMES CONDITIONS DE SUBLIMATION

Il faut cependant souligner que, pour respecter la reproductibilité des expériences, les conditions mécaniques imposées sont très strictes. La distance émetteur-récepteur (6 mm) doit être définie à $\frac{5}{10}$ mm près et le diamètre des constituants de l'émetteur à $\frac{1}{10}$ mm ; à cette dernière contrainte correspond une dérive de la concentration pour des expériences de sublimations répétées. La température de l'émetteur étant fixée à 1190°C, celle du récepteur croît de 20°C en début d'opération, pour des températures de dépôt comprises entre 300 et 500°C.

II.1.4 - ANISOTROPIE INDUITE

Plusieurs méthodes permettent d'imposer une anisotropie uniaxe à un film mince. En procédant au dépôt ou en opérant un recuit des lames en présence d'un champ magnétique, on obtient une direction de facile aimantation confondue avec celle du champ appliqué. On peut également réaliser des dépôts à structures fortement anisotropes en procédant de façon telle que les atomes incidents atteignent le support dans une direction différente de la normale.

L'origine de l'anisotropie uniaxe n'est pas clairement déterminée. Un certain nombre de facteurs interviennent simultanément et on ne perçoit que la résultante de leurs effets. L'une des hypothèses, dans le cas des alliages binaires, est basée sur la différence des énergies de couplage des paires A-A, A-B, B-B des constituants (NEEL |35|, TANIGUCHI |36|).

La mobilité des atomes, dépendant explicitement de la température de dépôt ou de recuit, permet un arrangement des atomes conduisant à une énergie magnétique minimale.

Les propriétés magnétoélastiques de la lame, du fait de l'anisotropie des contraintes auxquelles elle est soumise, contribuent également à l'anisotropie uniaxe. Ces effets dépendent de la température de l'échantillon, de la composition de l'alliage, de la présence de défauts partiellement ordonnés.

Nous avons réalisé nos lames en présence d'un champ magnétique appliqué dans le plan du support et d'intensité égale à 250 Oersteds. La température de dépôt variait de 300 à 500°C suivant les expériences.

CHAPITRE 2

TRACEUR DE CYCLES D'HYSTERESIS

II.2.1 - INTRODUCTION

La connaissance du cycle d'hystérésis des films magnétiques apporte des informations sur leurs caractéristiques magnétiques : on peut déterminer l'aimantation à saturation mais aussi le champ coercitif et pour les couches à anisotropie uniaxe, la direction et la grandeur de cette anisotropie ; il est également possible d'estimer l'importance relative des deux modes principaux, rotation cohérente et déplacement de parois, intervenant dans l'inversion de l'aimantation de la couche.

Avec les échantillons étudiés (400 à 1 000 Å), les énergies magnétiques mises en jeu sont faibles et le niveau du signal très bas ; il est nécessaire d'avoir un bon couplage échantillon-bobine de mesure, une compensation rigoureuse des signaux parasites et une amplification importante (avant intégration afin de ne pas amplifier le bruit H.F de l'intégrateur).

H. J. OGUEY a décrit un traceur de cycles |37| |38| répondant à ces exigences mais d'utilisation délicate ; de plus, le système de compensation utilisé, purement électronique, est complexe. L'utilisation d'amplificateurs opérationnels, une construction excluant les matériaux métalliques et une compensation mécanique particulièrement efficace nous ont permis de réduire sensiblement les difficultés de mise au point et d'accroître les performances.

II.2.2 - PRINCIPE

Le principe du traceur de cycle est rappelé sur le schéma (figure 19). Le champ magnétique inducteur est créé par deux bobines en position d'Helmholtz, parcourues par un courant sinusoïdal à 50 Hz. Une tension proportionnelle au courant est appliquée sur l'entrée X de l'oscilloscope.

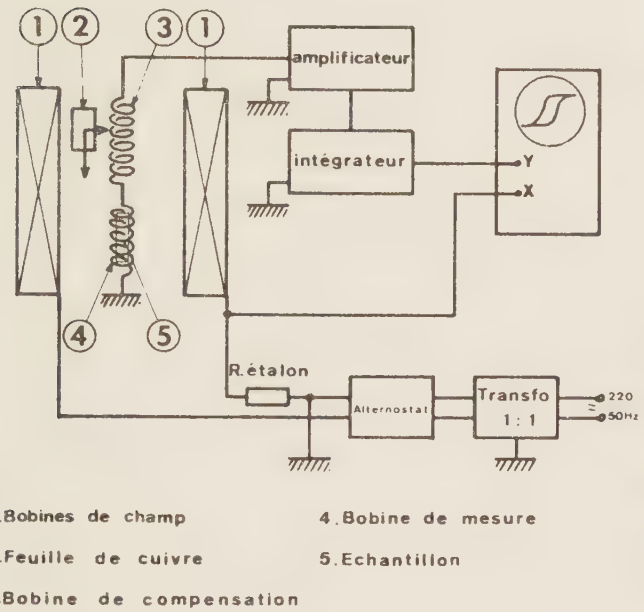


FIGURE 19 - SCHEMA ET PRINCIPE DU TRACEUR DE CYCLES

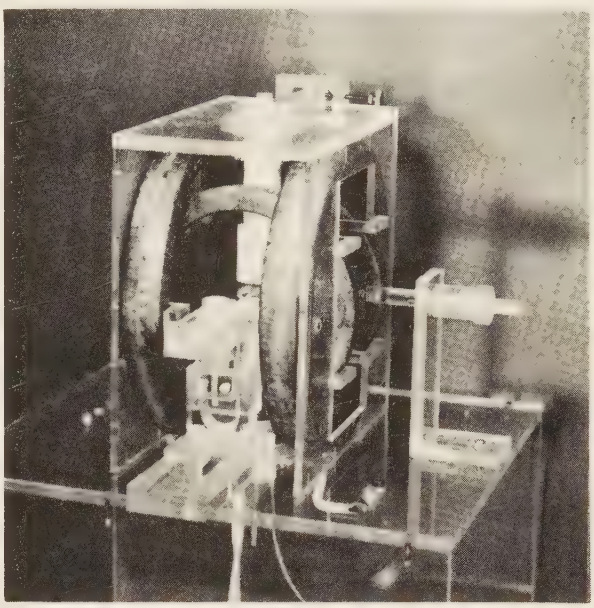


FIGURE 20 - PHOTO DU MONTAGE

Le choix de la fréquence du champ inducteur est conditionné par les impératifs suivants : une fréquence très basse pose le problème du bruit TBF du montage amplificateur-intégrateur ; une fréquence élevée pose ceux de la fréquence de résonance des bobines de mesure ainsi que de la signification même de la mesure du champ coercitif : HOFFMAN a montré l'influence de la vitesse de montée du champ sur la coercitivité apparente déterminée à partir des cycles d'hystérésis |39|.

La fréquence du secteur correspond à un compromis acceptable et permet l'économie d'un amplificateur de puissance nécessité par l'emploi de fréquences différentes ; grâce aux composants utilisés et aux précautions de montage, l'influence des champs parasites à 50 Hz est négligeable.

Dans la région à champ uniforme sont disposées deux bobines : l'une de mesure qui entoure l'échantillon ; l'autre, de compensation, est montée en série et en opposition de phase avec la bobine de mesure et permet d'équilibrer le système en l'absence d'échantillon. La tension délivrée par ces deux bobines est proportionnelle à la dérivée de l'induction : $\frac{dB}{dt}$. Elle est amplifiée puis intégrée et appliquée sur l'entrée Y de l'oscilloscope. On obtient un cycle (B, H) mais comme $\vec{B} = \vec{H} + 4\pi \vec{M}$ et $H_c << 4\pi M$ pour nos échantillons de permalloy, ce cycle donne en fait la variation de M en fonction de H.

Comme l'a montré COLOMBANI |40|, aux fréquences utilisées, les pertes d'énergie par courant de Foucault sont négligeables.

II.2.3 - REALISATION

a) Bobines de champ, de mesure, de compensation

Les bobines d'Helmholtz, de diamètre Ø = 160 mm, comportent 5 600 spires et fournissent un champ sinusoïdal maximum de 100 oersted pour une tension de 220 Volts (H/I = 324 oe/A). L'uniformité du champ, vérifiée à l'emplacement de l'échantillon est supérieure à 99,5 % sur une distance de 5 cm dans la direction du champ et dans la direction perpendiculaire.

Deux modèles de bobines de mesure ont été expérimentés |41|. Les bobines du premier modèle sont constituées de 10 000 spires de fil de cuivre émaillé de 10/100 mm et percées d'une fente rectangulaire de (15 × 2 mm) recevant les échantillons. La fréquence de résonance de ces bobines (environ 7 000 Hz) nous a paru trop faible et nous avons réalisé un autre modèle de bobines, constituées de 5 000 spires de fil de cuivre gainé de soie, de 6/100 mm.

La légère diminution de sensibilité est compensée par une augmentation importante de la fréquence de résonance (150 000 Hz).

La bobine de compensation, de diamètre intérieur 66 mm, est constituée de 785 spires de fil émaillé de 14/100 mm dans le premier cas et de 392 spires dans le deuxième.

La compensation s'effectue en ajustant le nombre de spires de cette bobine au 1/10 de spire près. La tension résiduelle est composée d'une tension en phase avec celle de la bobine de mesure et d'une tension en quadrature due à la capacité parasite bobine de mesure-bobine de champ. La première est compensée mécaniquement en modifiant très légèrement, par rotation, la position relative des bobines de mesure et de compensation. La tension en quadrature est opposée à la tension induite par les courants de Foucault d'une feuille de cuivre placée dans le champ inducteur, à proximité de la bobine de compensation.

Une paire de bobines d'Helmholtz perpendiculaires aux précédentes permet d'étudier le cycle transverse ou le cycle longitudinal en présence d'un champ continu transverse.

b) Amplification et intégration

Par suite des phénomènes non linéaires qui provoquent l'inversion de l'aimantation dans le film magnétique, les variations de flux ne sont pas sinusoïdales ; les performances de l'appareil doivent être indépendantes de la fréquence pour éviter les distorsions. On rencontre des cycles presque rectangulaires et l'intégration doit s'exercer sur une gamme de fréquences étendue (pour une fréquence

de 50 Hz de l'alimentation, on doit avoir un gain constant de quelques Hz à 10 kHz).

La figure 21 présente le schéma du montage. Les tensions délivrées (500 µV pour une couche de 400 Å et une bobine de mesure du premier modèle) sont amplifiées par un amplificateur opérationnel (Analog Devices - 118 A) choisi pour son bruit, ramené à l'entrée, très faible : 1 µV pour la gamme 0,01 Hz à 1 Hz et 3 µV pour la gamme 5 Hz à 50 kHz. Le bruit TBF doit être faible, car il est très amplifié au niveau de l'intégration. Cet amplificateur a un gain en boucle ouverte de 5.10^5 et une réponse en fréquence au gain unité de 1,5 MHz.

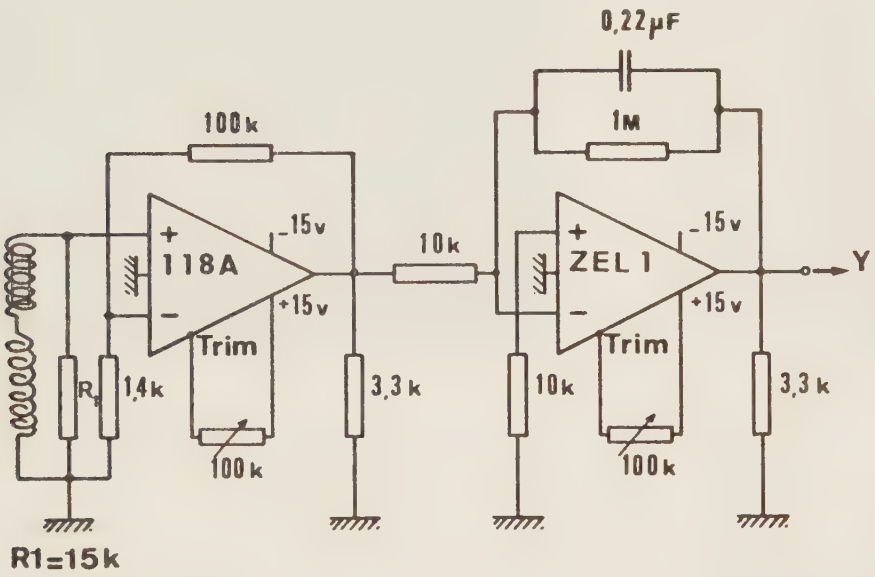


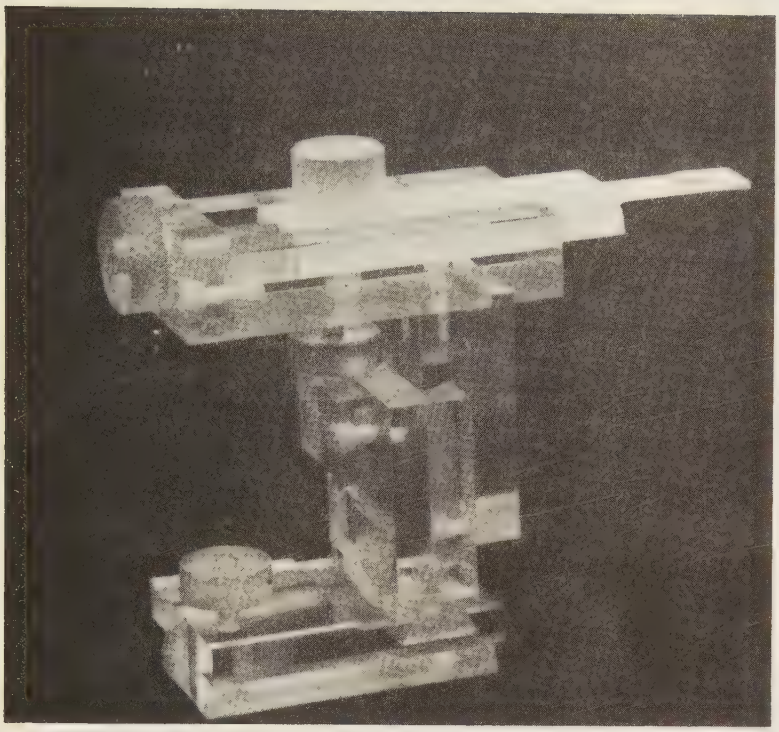
FIGURE 21 - SCHEMA DU MONTAGE

L'intégrateur est de conception classique et utilise un amplificateur opérationnel (Zeltex Zel 1) de performances identiques au modèle précédent.

c) Construction mécanique

L'appareil est réalisé en plexyglass, les masses métalliques présentes se réduisant aux enroulements des bobines. Ainsi, il n'y a pas de perturbation du flux par courants de Foucault autres que ceux délibérément introduits pour compenser les tensions d'origine capacitive.

Le porte échantillon (figure 22) permet une rotation de 360° de l'échantillon, dans son plan, pour l'étude de l'anisotropie magnétique ; un repérage de l'orientation à 2° près permet de déterminer, avec cette précision, la direction de l'axe de facile aimantation.



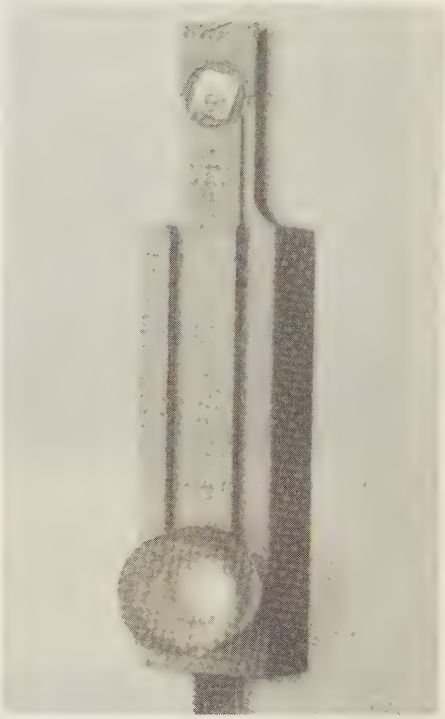


FIGURE 22 - CONSTITUTION ET MOUVEMENTS DU PORTE ECHANTILLON

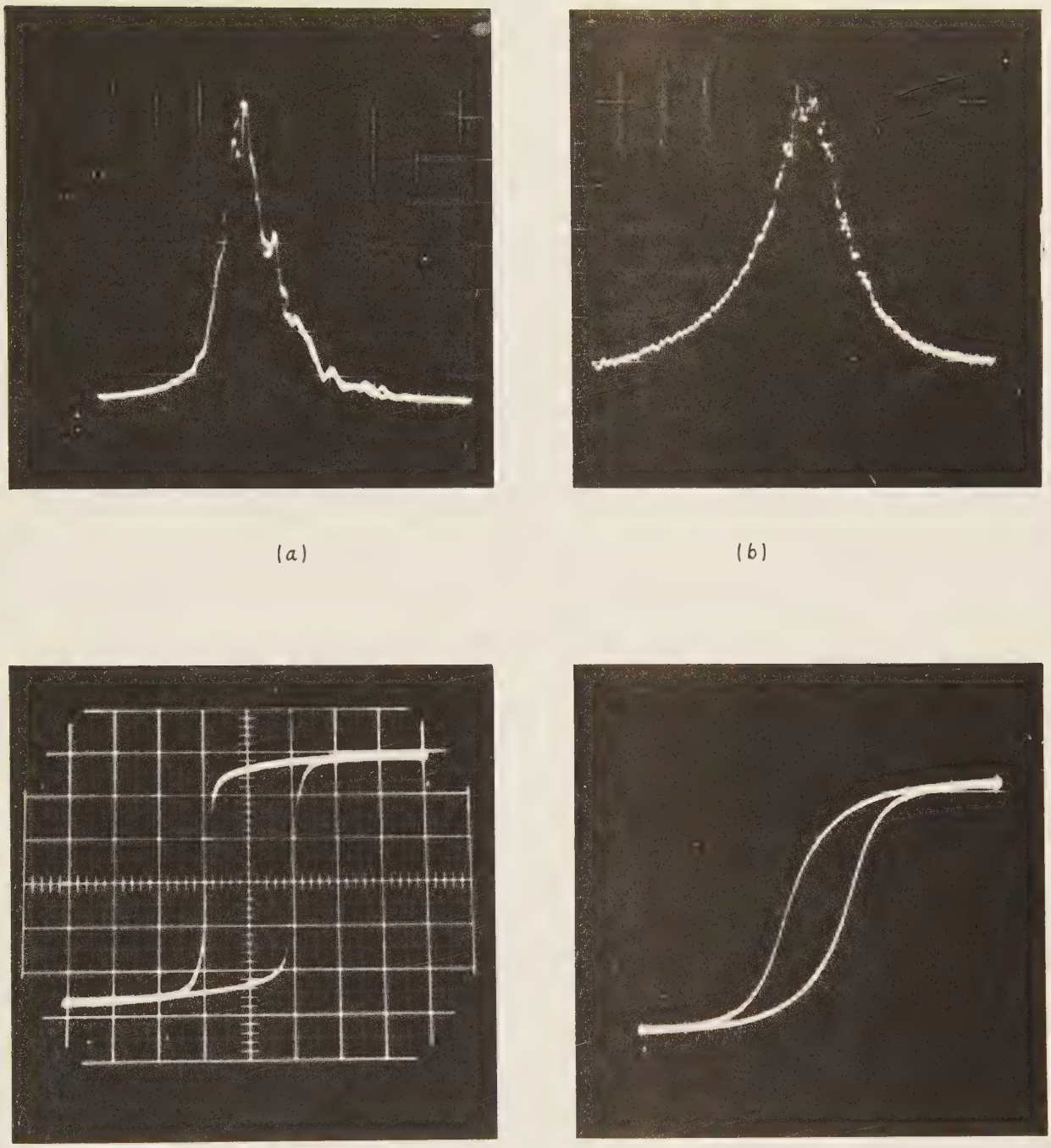
Des glissières en queue d'aronde permettent de réaliser trois translations perpendiculaires de façon à amener l'échantillon, dans des conditions reproductibles, à l'emplacement d'observation.

d) Etude d'une lame (Ni-Fe 80-20) de 400 Å d'épaisseur

Les figures 23 (a et b) représentent le signal obtenu avant intégration pour un champ appliqué dans la direction de facile aimantation et dans la direction perpendiculaire.

Les figures 23 (c et d) donnent le cycle après intégration.

Comme nous l'avons indiqué (I.2.3), le cycle dans la direction facile est un rectangle aux coins arrondis tandis que, dans la direction difficile, il se réduit à un fuseau.



(a) (b)

(c) (d)

FIGURE 23 - SIGNAUX AVANT INTEGRATION ET CYCLES DANS LES DIRECTIONS FACILES ET DIFFICILES POUR UNE LAME DE PERMALLOY (80-20) DE 400 Å D'EPAISSEUR OBTENUE PAR EVAPORATION SOUS VIDE SUR UNE LAME DE VERRE POLIE (TEMPERATURE AMBIANTE)

a) Champ appliqué suivant l'axe facile ; amplitude de l'impulsion avant intégration : 160 mV/cm ; balayage : 100 µs/cm
b) Champ appliqué suivant l'axe difficile : amplitude de l'impulsion : 40 mV/cm ; balayage : 100 µA/cm
c) Cycle suivant l'axe facile ($H_c \simeq 4,2$ oe)
d) Cycle suivant l'axe difficile ($H_K \simeq 6,5$ oe)

CHAPITRE 3

MICROSCOPIE DE LORENTZ

II.3.1 - INTERACTION D'UN FAISCEAU D'ELECTRONS AVEC UN CHAMP D'INDUCTION MAGNETIQUE

Nous étudions l'intéraction d'un faisceau d'électrons avec un échantillon magnétique caractérisé par un potentiel vecteur $\vec{A}(\vec{r})$:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \vec{\nabla} \wedge \vec{A}(r)$$

et un potentiel scalaire $V(\vec{r})$ (les effets de spin sont négligés).

Le lagrangien du système s'écrit :

$$L = \frac{1}{2} m \dot{r}^2 - \frac{e}{c} \vec{A}.\vec{r} + e V(\vec{r}) \qquad (52)$$

(c est nécessité par le passage de l'unité de charge du système UES.CGS au système de Gauss).

Il traduit l'existence des forces :

$$\vec{f} = e \vec{\nabla} V(\vec{r}) + \frac{e}{c} \dot{\vec{r}} \wedge \vec{B} \qquad (53)$$

L'hamiltonien classique :

$$H_{cl} = \frac{1}{2m} \left[\vec{p} + \frac{e}{c} \vec{A}\right]^2 - e V(\vec{r}) \qquad (54)$$

devient, en mécanique quantique :

$$\hat{H}_{qu} = \frac{1}{2m}\left[\frac{\hbar}{i}\vec{\nabla} + \frac{e}{c}\vec{A}\right]^2 - e\,V(\vec{r}). \qquad (55)$$

a) Déphasage

Sous l'action du champ d'induction magnétique $\vec{B}$, l'impulsion $\vec{p}$ d'un électron se transforme en $\vec{p} + \frac{e\vec{A}}{c}$. A la variation $\delta\vec{p} = \frac{e\vec{A}}{c}$ correspond un changement de vecteur d'onde : $\delta\vec{k} = \frac{e\vec{A}}{\hbar c}$ ou, sous une autre forme, un glissement de phase résultant :

$$\delta\phi_m = \frac{e}{\hbar c}\int \vec{A}\,d\vec{r} \qquad (56)$$

la sommation étant étendue à la trajectoire des électrons.

Considérons deux trajectoires (ACB) et (ADB) issues de A et interférant en B (figure 24). Le déphasage relatif en B est donné par la circulation de $\vec{A}$ sur le circuit fermé (ACBDA).

Utilisant le théorème de Stokes

$$\delta\phi_m = \frac{e}{c\hbar}\int_{ACBDA}\vec{A}.d\vec{r} = \frac{e}{c\hbar}\int_S \vec{B}.d\vec{s} = \frac{e}{c\hbar}\cdot\Delta\Phi \qquad (57)$$

La traversée de l'échantillon magnétique conduit à un glissement relatif de phase proportionnel au flux $\Delta\Phi$ de $\vec{B}$ à travers une surface S s'appuyant sur les trajectoires électroniques.

Cette surface, lorsque $\vec{B} = 0$ à l'extérieur de la lame, se réduit à la surface hachurée sur la figure.

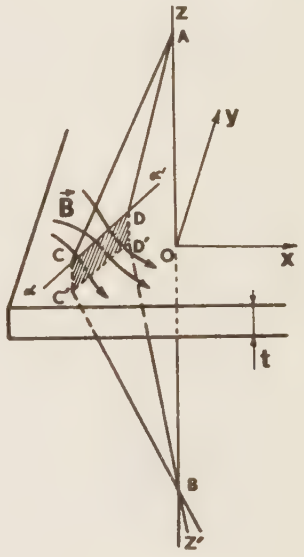


FIGURE 24

Un grand intérêt résulte de l'exploitation de ce résultat par AHARONOV et BOHM [42] pour prouver la réalité physique du potentiel vecteur en mécanique quantique puisque les particules chargées subissent l'influence de l'induction magnétique même dans les régions où elle est nulle.

b) Principe d'incertitude : le "fluxon"

Au cours de la traversée de la lame, la quantité de mouvement des électrons varie de la quantité :

$$\delta\vec{p} = \int \vec{f}\,dt = \frac{e}{c}\int \left(\frac{d\vec{r}}{dt}\wedge\vec{B}\right)dt \qquad (58)$$

Nous supposerons $\vec{B} = 0$ hors de la lame et $\vec{B}$ indépendant du niveau z dans celle-ci ; pour simplifier, nous admettrons que la distribution de $\vec{B}$, dans le plan xOy, ne dépend que de la variable x.

Considérant la faible épaisseur t de la lame (1 000 Å) comparée au rayon de courbure de la trajectoire des électrons (1 cm environ pour du permalloy traversé par des électrons accélérés sous 100 kV) ainsi que la divergence réduite du faisceau électronique, on assimile la surface S (hachurée sur la figure 24) à un rectangle. L'intégration de (58) conduit au résultat :

$$\delta\vec{p} = \frac{et}{c}\,\vec{z} \wedge \vec{B} \qquad (59)$$

où $\vec{z}$ est un vecteur unitaire porté par $z'z$.

La variation relative d'impulsion pour les deux trajectoires (ACB) et (ADB) devient :

$$\Delta\vec{p} = \frac{et}{c}\,\vec{z} \wedge \Delta\vec{B} \qquad (60)$$

en posant $\Delta\vec{B} = \vec{B}_C - \vec{B}_D$

Si l'on repère la direction de $\Delta\vec{B}$ par les angles α et β (figure 25), la projection de la relation (60) sur CD donne :

$$\Delta p \sin\beta = \frac{et}{c} \cdot \Delta B \cdot \sin\phi \sin\beta \qquad (61)$$

Multipliant par $|\overrightarrow{CD}| = \Delta l$

$$\Delta p \cdot \sin\beta \cdot \Delta l = \frac{e}{c} \sin\beta \cdot \Delta\Phi$$

où $\Delta\Phi = \Delta B \cdot \sin\phi \cdot t \cdot \Delta l$ représente le flux de ΔB à travers le rectangle $CC'D'D$.

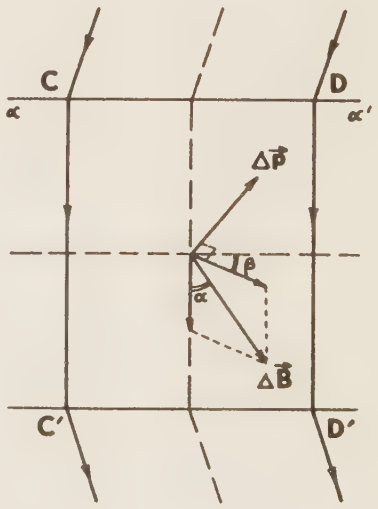


FIGURE 25

La résolution limite dans la mesure de Δp est donnée par l'application du principe d'incertitude.

$$\Delta p \cdot \sin\beta \cdot \Delta l > h \qquad (62)$$

Pour une valeur quelconque de $\beta \neq 0$, il en résulte :

$$\Delta\Phi > \frac{hc}{e} \qquad (63)$$

(Critère de Wohlleben)

La quantité $\Delta\Phi = \frac{hc}{e}$ représente la variation de flux minimale (appelée "fluxon") que l'on puisse mesurer, au sens classique du terme ; une telle inhomogénéité de flux cause un déphasage des ondes associées aux électrons passant en C et D qui a pour valeur :

$$\delta\phi_m = \frac{e}{c\hbar}\,\Delta\Phi = 2\pi \qquad (64)$$

La valeur du fluxon est de : $\frac{hc}{e} = 4.10^{-7}$ Gauss × cm² (4.10^{-15} Weber).

Le cas particulier $\beta = 0$ correspond aux distributions symétriques d'aimantations telles que celle indiquée dans la première partie (I.1.2 c). Dans ce cas $[\widehat{\Delta p}, \widehat{\Delta l}] = 0$. Les deux grandeurs Δp et Δl peuvent être mesurées simultanément, sans limite de précision.

c) Application de la condition du flux minimum.

Si l'inhomogénéité magnétique est constituée par une paroi de Néel ou de Bloch, à 180° (figure 26)

$$\Delta\Phi = 2B \times a \times t \simeq 5 \text{ fluxons}$$

(ceci pour du permalloy, avec

$B = 4\pi M \simeq 10^4$ Gauss

$a \simeq 1\,000$ Å

$t = 1\,000$ Å)

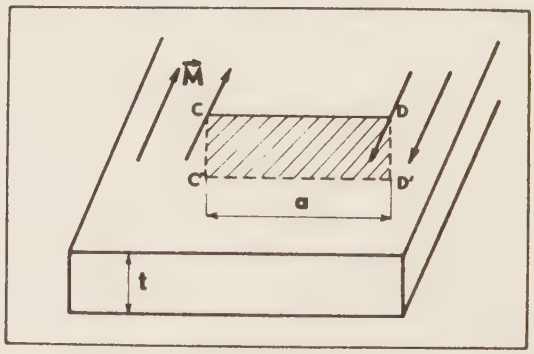


FIGURE 26

Dans le cas des "ripples", la résolution indispensable à leur observation est de l'ordre de leur longueur d'onde λ. Avec le contour CC'D'D indiqué par la figure 27:

$$\Delta\Phi = 2\, B_N \cdot \frac{\lambda}{2}\, t \simeq \frac{1}{2} \text{ fluxon}$$

(pour du permalloy, avec $B_N = B \sin \theta_o$, $B = 10^4$ Gauss, $\theta_o \simeq 10^{-2}$ Rd, $\lambda \simeq 2\ \mu$, $t = 1\,000$ Å)

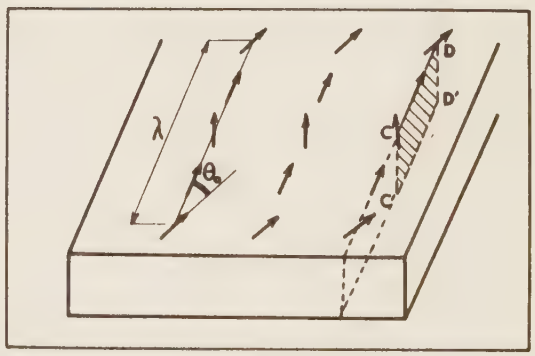


FIGURE 27

Dans ces deux cas, une étude quantitative des phénomènes n'a de sens qu'en mécanique quantique. Cet aspect de la microscopie de Lorentz est discuté dans un grand nombre de publications. Parmi les plus importantes, nous citerons les travaux de BOERSCH, HAMISCH, GROHMANN et WOHLLEBEN |43| |44| |45|, WOHLLEBEN |46| |47| et enfin les articles de WADE et GUIGAY |48| |49| |50| |51|.

Pour les parois symétriques,

$$\Delta\vec{B} \cdot \Delta\vec{I} = 1$$

$$\Delta\vec{p} \cdot \Delta\vec{I} = 0$$

Le flux de ΔB à travers CC'D'D (figure 28) est nul mais le critère de flux minimum ne s'applique plus ($\beta = 0$) ; Δp et Δl peuvent être mesurés simultanément. Ainsi, dans l'étude

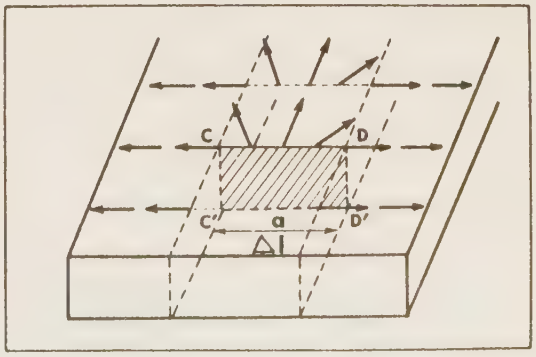


FIGURE 28

des parois symétriques, nous pouvons utiliser un traitement classique du problème (approximation de l'optique géométrique).

Avec deux parois symétriques adjacentes (figure 29) nous retrouvons le problème étudié précédemment d'une paroi de Néel à 180°.

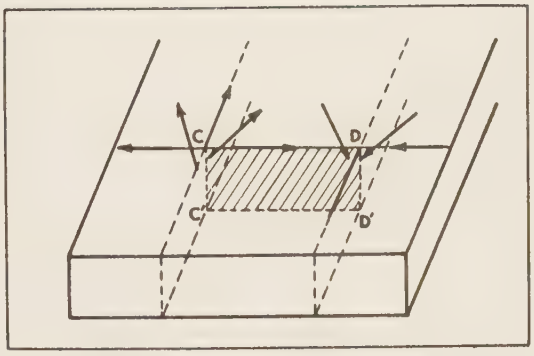


FIGURE 29

II.3.2 - THEORIE OPTIQUE DE LA MICROSCOPIE DE LORENTZ

a) Diffraction de Fresnel

Deux ondes en phase en A (figure 30) interfèrent en B avec un déphasage relatif égal à :

$$\delta\phi = kd + \delta\phi_m \qquad (65)$$

La valeur de la différence de marche d, pour une faible déviation dans l'échantillon et une ouverture réduite du faisceau, est donnée approximativement par :

$$d \simeq \frac{x^2}{2\ell} + \frac{x^2 - 2x\,X}{2Z}$$

soit encore :

$$d \simeq \frac{x^2}{2}\left[\frac{1}{\ell} + \frac{1}{Z}\right] - \frac{x\,X}{Z} \qquad (66)$$

avec $k = \frac{2\pi}{\lambda}$

(λ : longueur d'onde associée aux électrons

$\lambda = \frac{h}{p} \frac{h}{\sqrt{2\ m_e\ V}}$ si V est la tension d'accélération)

$\delta\phi_m$ représente le déphasage supplémentaire imposé par l'aimantation de l'échantillon.

L'application du principe d'Huygens, dans l'approximation de Fresnel, donne l'amplitude dans le plan (X, Y)

$$A(X) = \frac{1}{\sqrt{\lambda Z}} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp i \left[\frac{k}{2}\left(\frac{1}{\ell} + \frac{1}{Z}\right) x^2 - \frac{k\,x\,X}{Z} + \delta\phi_m\right] dx \qquad (67)$$

On en déduit l'intensité :

$$I(X) = A(X) \cdot A^*(X) \qquad (68)$$

L'étude de I (X) donne des informations sur $\delta\phi_m$ et donc sur l'aimantation de l'échantillon. La technique utilisée en microscopie de

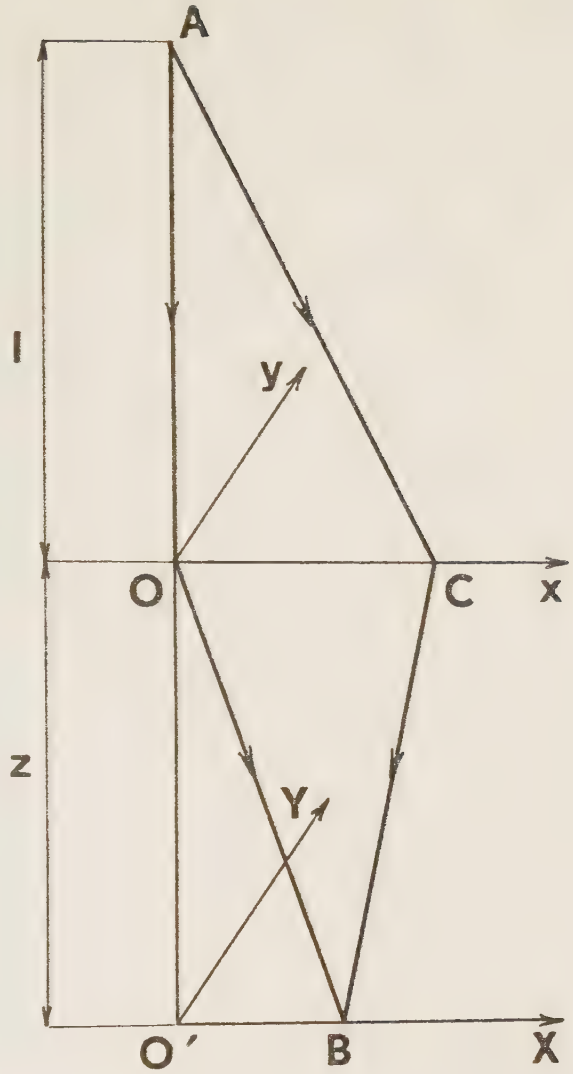


FIGURE 30 - DIFFRACTION DE FRESNEL

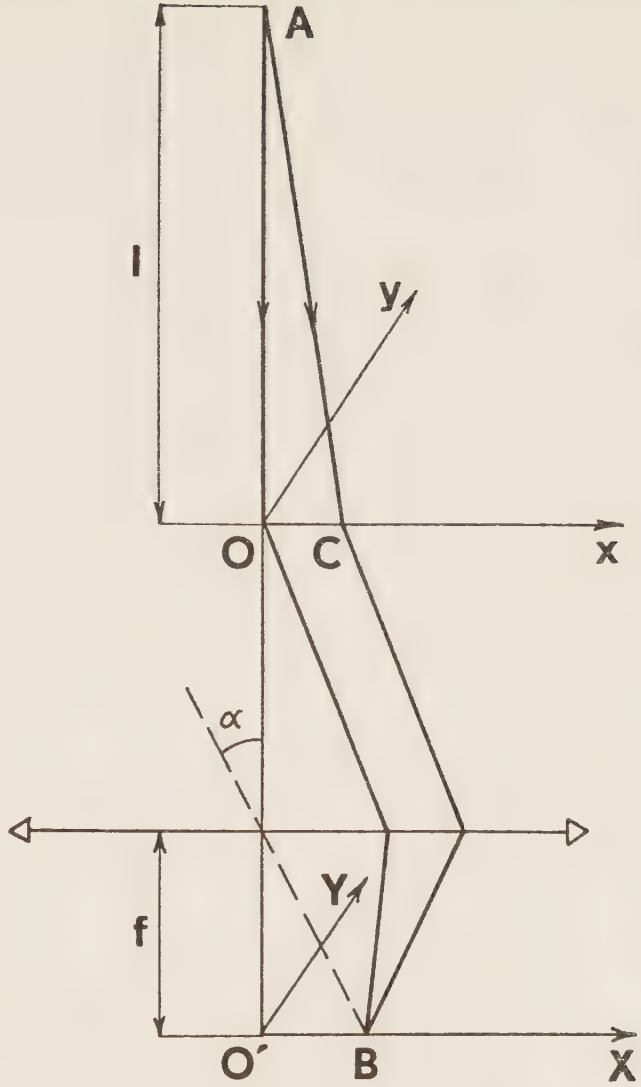


FIGURE 31 - DIFFRACTION DE FRAUNHOFFER

Lorentz est une "microscopie d'ombre" ou microscopie par défocalisation ; elle consiste à mettre au point sur un plan voisin du plan de l'échantillon ; on peut opérer par sous- ou sur-focalisation, le contraste d'origine magnétique s'inversant d'un cas à l'autre.

b) Diffraction de Fraunhoffer

Pour étudier l'image de diffraction à l'infini, on la ramène à distance finie en observant dans le plan focal d'une lentille de distance focale f (figure 31).

La différence de marche d a pour expression :

$$d \simeq \frac{x^2}{2\ell} + \frac{x\,X}{f} \qquad (69)$$

et l'amplitude dans le plan (X, Y) devient :

$$A(X) = \frac{1}{\sqrt{\lambda f}} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp i \left[k \left(\frac{x^2}{2\ell} + \frac{x\,X}{f} \right) + \delta\phi_m \right] dx \qquad (70)$$

c) Approximation de la phase stationnaire

Les intégrales (67) et (70) sont de la forme :

$$A(X) = B \int_{-\infty}^{+\infty} \exp i\, \phi\,(X, x)\, dx \qquad (71)$$

On obtient une bonne approximation de $A(X)$ en utilisant la méthode de phase stationnaire ; elle consiste à choisir, dans le plan complexe, un chemin d'intégration tel que la contribution de la fonction exponentielle à intégrer ne soit appréciable, sur ce contour, qu'au voisinage des points remarquables x_j tels que :

$$\left[\phi'_x\,(X, x_j)\right] = 0 \qquad (72)$$

(une exposition plus détaillée de cette méthode est présentée en ANNEXE I).

Le développement de TAYLOR de $\phi(X, x)$ autour des points x_j, arrêté au second ordre, conduit à :

$$A(X) \simeq B \sum_j \exp i\, \phi\,(X, x_j) \int_{-\infty}^{+\infty} \exp i \left\{ \frac{\phi''_x\,(X, x_j)}{2} \cdot [x - x_j]^2 \right\} dx \qquad (73)$$

ou encore :

$$A(X) \simeq C \sum_j \exp i\, \phi\,(X, x_j) \cdot \frac{1}{\sqrt{|\phi''_x(X, x_j)|}} \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left[\pm i\, \xi^2 \right] d\xi \qquad (74)$$

$$\left| + i\, \xi^2 \text{ si } \phi''_x\,(X, x_j) > 0 \text{ et } - i\, \xi^2 \text{ si } \phi''_x\,(X, x_j) < 0 \right|$$

Un calcul classique d'intégration par résidus donne, pour les intégrales de Fresnel, les résultats suivants :

$$\int_0^{\infty} \cos \xi^2\, d\xi = \int_0^{\infty} \sin \xi^2\, d = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \qquad (75)$$

On en déduit la valeur de A (X) :

$$A(X) \simeq C \sum_j \exp i\,\phi(X, x_j) \cdot \frac{\sqrt{\frac{\pi}{4}} \exp\left[\pm i \frac{\pi}{4}\right]}{\sqrt{|\phi''_x(X, x_j)|}} \qquad (76)$$

L'intensité a pour expression :

$$I(X) = A(X) \cdot A^*(X) = D.\frac{1}{|\phi''_x(X,x_j)|} \qquad (77)$$

(B, C, D sont des constantes).

On retrouve la limite de résolution en utilisant le raisonnement suivant |52| : pour que leur fonction d'onde contribue de façon importante à l'intégrale (71), les électrons doivent passer en des points $x \in \left[x_j - \frac{\Delta x}{2}, x_j + \frac{\Delta x}{2}\right]$ tels que :

$$\phi\left(X, x_j - \frac{\Delta x}{2}\right) - \phi(X, x_j) \leqslant \frac{\pi}{4} \qquad (78)$$

mais on ne pourra résoudre la structure interne de cet intervalle Δx .

Avec $\phi(X, x) \simeq \phi(X, x_j) + \frac{\phi''_x(X, x_j)}{2} \cdot [x - x_j]^2$ la condition (78) correspond à :

$$\frac{\phi''_x(X, x_j)}{8} \cdot \overline{\Delta x^2} \geqslant \frac{\pi}{4} \qquad (79)$$

Dans le cas de la diffraction de Fresnel, avec $\ell >> z$

$$\left[\frac{k}{z} + (\delta\phi_m)''_{x=x_j}\right] \cdot \overline{\Delta x^2} \geqslant 2\pi \qquad (80)$$

(on aurait des résultats analogues en diffraction de Fraunhoffer en remplaçant z par f).

- Si $z << \frac{k}{(\delta\phi_m)''_{x_j}}$, l'effet du déphasage magnétique n'est pas sensible et (80) se réduit à :

$$\frac{k}{z} \cdot \overline{\Delta x^2} \geqslant 2\pi \qquad (81)$$

Les différentes trajectoires possibles entre A et B (figure 30) correspondent à des valeurs de x telles que :

$$x = X + z\frac{P_x}{P_z} \simeq X + z\frac{P_x}{P} \qquad (82)$$

$$\Delta x \simeq \frac{z}{\hbar k} \cdot \Delta P_x \qquad (83)$$

Reportant (83) dans (81), on retrouve la limitation du principe d'incertitude : $\Delta x \cdot \Delta p_x > h$

- Si $z >> \frac{k}{(\delta\phi_m)''_{x_j}}$, la condition (80) devient :

$$(\delta\phi_m)''_{x=x_j} \cdot \overline{\Delta x^2} \geq 2\pi \qquad (84)$$

ou encore :

$$\left[\delta\phi_m\left(x_j + \frac{\Delta x}{2}\right) - \delta\phi_m\left(x_j - \frac{\Delta x}{2}\right)\right] \geq 2\pi \qquad (85)$$

Cette relation est identique à la condition de flux minimum exprimée sous la forme (64).

L'étude critique des approximations utilisées dans la méthode de phase stationnaire conduisit WADE et GUIGAY |51| à définir un critère plus général que celui de WOHLLEBEN (63) pour justifier la validité de l'optique géométrique ou ondulatoire. Nous ne développerons pas cette question, ces problèmes sortant du cadre de notre travail.

d) Approximation de l'optique géométrique

La première interprétation du contraste des images obtenues en microscopie de Lorentz par défocalisation, due à FULLER et HALE |53|, est basée sur l'application de l'optique géométrique aux trajectoires électroniques.

La déviation des trajectoires, conséquence des forces d'interaction électron-aimantation, présente une courbure de rayon :

$$\rho = \frac{c\ m\ v}{e\ B} = \frac{c\ m\ v_0}{4\pi\ M\ e} \qquad (86)$$

La déviation α (figure 32) a pour valeur :

$$\alpha \simeq \frac{t}{\rho} = \frac{4\pi\ M\ e\ t}{c\ m\ v_0} \qquad (87)$$

soit, pour un potentiel accélérateur V,

$$\alpha = \frac{4\pi\ t}{c}\left(\frac{e}{2m\ V}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot M \qquad (88)$$

En projection sur les axes 0x et 0y du plan de l'échantillon,

$$\alpha_x = \alpha \cdot \frac{M_y}{M} \qquad (88')$$

$$\alpha_y = -\alpha \cdot \frac{M_x}{M} \qquad (88'')$$

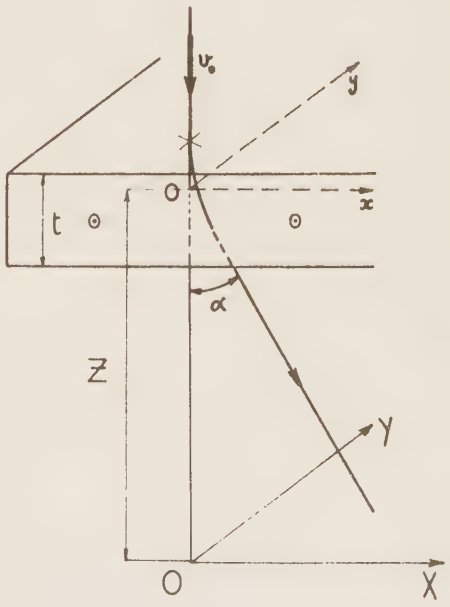


FIGURE 32

A un élément ds de x0y correspond un élément dS du plan d'observation X0'Y tel que :

$$dS = \frac{1}{\Lambda}\, ds$$

avec $\Delta = \begin{vmatrix} \frac{\partial X}{\partial x} & \frac{\partial X}{\partial y} \\ \frac{\partial Y}{\partial x} & \frac{\partial Y}{\partial y} \end{vmatrix}$ (89)

Si la distance de défocalisation est représentée par Z, les équations de passage de x0y à X0'Y s'écrivent :

$$X = x + Z\ \alpha_x\ (x, y) \qquad (90)$$

$$Y = y + Z\ \alpha_y\ (x, y) \qquad (91)$$

A une intensité électronique uniforme I_o dans le plan x0y est associée, dans le plan X0'Y, l'intensité :

$$I\ (X,Y) = I_o \left[\left(1 + Z\ \frac{\partial \alpha_x}{\partial x}\right) \cdot \left(1 + Z\ \frac{\partial \alpha_y}{\partial y}\right) - Z^2\ \frac{\partial \alpha_y}{\partial x} \cdot \frac{\partial \alpha_x}{\partial y} \right]^{-1} \qquad (92)$$

On peut retrouver ce résultat avec l'approximation de la phase stationnaire (II.3.2 c). Avec $\delta\phi_m$ donné en (57) et en négligeant $1/\ell$ devant $1/Z$, la condition de phase stationnaire (72) :

$$\phi'(x_j) = 0$$

redonne l'équation de transformation $x \to X$ (90).

Les points singuliers x_j correspondent aux "trajectoires classiques" des électrons. De plus, l'intensité (77) calculée en utilisant $\delta\phi_m$ (57) où on suppose toujours $\ell >> Z$ a pour valeur :

$$I\ (X) = D \cdot \frac{1}{|\phi''(x_j)|} = D \cdot \frac{k}{Z} \left(1 + \frac{Z}{k}\ \frac{et}{c\hbar} \cdot \frac{\partial B_y}{\partial x}\right)^{-1} \qquad (93)$$

soit :

$$I\ (X) = D \cdot \frac{k}{Z} \cdot \left(1 + Z\ \frac{\partial \alpha_x}{\partial x}\right)^{-1}$$

$$I\ (X) = I_o \left(1 + Z\ \frac{\partial \alpha_x}{\partial x}\right)^{-1} \qquad (94)$$

C'est le résultat indiqué par le traitement géométrique (92) lorsqu'on considère la déviation dans le plan z0x.

Les résultats théoriques précédents ont été appliqués par plusieurs auteurs à l'étude des structures magnétiques rencontrées dans les lames minces. Parmi les domaines d'application, citons les parois de BLOCH et de NEEL |54||55| |56| |57|, les "ripples" d'aimantation |58| |59| |60| |61|, les structures en ruban |62||63| |64|. L'application de ces résultats pour interpréter le contraste des parois symétriques sera exposée dans la quatrième partie de ce mémoire.

II.3.3 - DIFFRACTION DES ELECTRONS PAR UN CRISTAL MAGNETIQUE

Si nous supposons, pour simplifier, l'aimantation de l'échantillon parallèle à Oy, le potentiel vecteur peut être écrit :

$$\vec{A} = \begin{vmatrix} 0 \\ 0 \\ \mp B\,x \end{vmatrix}$$

Avec l'hamiltonien (55), l'équation de Schrödinger s'écrit :

$$\left\{\frac{-\hbar^2}{2m}\nabla^2 + \frac{\hbar e}{imc}\,\vec{\nabla}.\vec{A} + \frac{e^2 A^2}{2mc^2} - e\left[E + V(\vec{r})\right]\right\}\psi(\vec{r}) = 0 \qquad (95)$$

et en introduisant le potentiel vecteur $\vec{A}$ sous la forme choisie :

$$\left\{\frac{-\hbar^2}{2m}\nabla^2 \mp \frac{\hbar e B x}{i m c}\cdot\frac{\partial}{\partial z} + \frac{e^2 B^2 x^2}{2mc^2} - e\left[E + V(\vec{r})\right]\right\}\psi(\vec{r}) = 0 \qquad (96)$$

Le potentiel du réseau cristallin peut être développé en série de Fourier :

$$V(\vec{r}) = \sum_{-\infty}^{+\infty} V_h\, e^{2\pi i \vec{h}.\vec{r}} = V_o + {\sum_h}' V_h\, e^{2\pi i \vec{h}.\vec{r}} \qquad (97)$$

(L'indice prime sur le signe $\sum$ signifie que l'on extrait le terme $h = 0$).

On essaie, comme solution, une série de fonctions de Bloch avec des termes de phase variant de façon continue pendant la traversée de la lame :

$$\psi(\vec{r}) = \sum_g \Phi_g\, e^{2\pi i\left(\vec{k}_g.\vec{r} \pm \frac{e B x}{ch} z\right)} \qquad (98)$$

$\vec{k}_g$ est obtenu en ajoutant au vecteur d'onde incident $\vec{k}_o$ un vecteur $\vec{g}$ du réseau réciproque :

$$\vec{k}_g = \vec{k}_o + \vec{g} \qquad (99)$$

Reportant $\psi(\vec{r})$ dans l'équation de Schrödinger (96), on obtient :

$$\frac{-\hbar^2}{2m}\sum_g \nabla^2 \Phi_g \cdot e^{2\pi i\,\vec{k}_g.\vec{r}} - \frac{2\pi i\,\hbar^2}{m}\sum_g k_g^{(1)}\,\nabla\Phi_g \cdot e^{2\pi i\,\vec{k}_g.\vec{r}}$$

$$+ \sum_g \left[\frac{h^2 k_g^{(1)2}}{2m} - e\left(E + \sum_h V_h \cdot e^{2\pi i \vec{h}.\vec{r}}\right)\right]\Phi_g \cdot e^{2\pi i\,\vec{k}_g.\vec{r}} = 0 \qquad (100)$$

$\vec{k}_g^{(1)}$ est défini par :

$$\vec{k}_g^{(1)} = \begin{vmatrix} k_{g_x} \pm \frac{e B z}{ch} \\ k_{g_y} \\ k_{g_z} \end{vmatrix} \qquad (101)$$

Si on suppose Φ indépendant de $\vec{r}$, cette équation se simplifie :

$$\sum_g \left[\frac{h^2 \, k_g^{(1)^2}}{2m} - e \left(E + \sum_h V_h \, e^{2\pi i \, \vec{h}.\vec{r}} \right) \right] \Phi_g \, e^{2\pi i \vec{k}_g.\vec{r}} = 0 \qquad (102)$$

Posant $U_h = \frac{2me}{h^2} V_h$, on retrouve l'équation de dispersion de la théorie dynamique de la diffraction, l'aimantation de la lame conduisant au remplacement de $\vec{k}_g$ par $\vec{k}_g^{(1)}$:

$$(k_o^2 - k_g^{(1)^2}) \, \Phi_g + \sum_h{}' \, U_h \, \Phi_{g-h} = 0 \qquad (103)$$

Reprenant l'expression de la déviation α_x subie par les électrons dans leur traversée de la lame (87) on peut écrire :

$$k_{g_x}^{(1)} = k_{g_x} + k_o \cdot \alpha_x \qquad (104)$$

On met ainsi en évidence une rotation des plans d'ondes de α_x.

Ce résultat peut être présenté de façon différente : la variation du paramètre d'écart s par rapport à l'incidence de Bragg est donnée par :

$$\delta s_g = g \, \delta \, \theta_B = g \cdot \frac{e \, B \, z}{c \, h \, k} \qquad (105)$$

A une déformation $\vec{R}$ du réseau correspond une variation de s_g :

$$\delta \vec{s}_g = g \, \frac{d\vec{R}}{dz}$$

L'existence de l'aimantation est donc équivalente à une déformation du réseau telle que :

$$\left| \frac{d\vec{R}}{dz} \right| = \frac{e \, B}{chk} \cdot z \qquad (106)$$

Il revient donc au même de présenter l'action de l'aimantation comme une rotation des surfaces d'ondes avec un réseau non déformé ou comme une trajectoire non perturbée des électrons dans un réseau déformé dans le sens opposé.

On a obtenu ces résultats dans l'approximation géométrique mais l'observation en microscopie de diffraction conduit souvent à utiliser des ouvertures assez grandes (10^{-4} Rd) masquant les détails étudiés en mécanique ondulatoire.

Ce mode de traitement calqué sur celui de HOWIE et WHELAN a été développé par WILKENS et JAKUBOVICS |65| |66| qui ont tenté d'appliquer les résultats aux intéractions des défauts du réseau avec l'aimantation.

Notre étude a porté sur des échantillons polycristallins et nous n'avons pas à utiliser la théorie dynamique de la diffraction pour interpréter nos résultats ; cependant, les conclusions de ce chapitre montrent l'intérêt qu'il y aura à poursuivre ce travail avec des lames monocristallines, la microscopie de Lorentz permettant de préciser les phénomènes d'interaction des défauts du réseau avec les parois symétriques.

II.3.4 - TECHNIQUE DE LA MICROSCOPIE DE LORENTZ

Aux diffractions de Fresnel et de Fraunhoffer correspondent deux méthodes de microscopie de Lorentz : l'une par défocalisation, l'autre focalisée, analogue à la méthode de Foucault en optique lumineuse.

a) Microscopie de Lorentz par défocalisation

La figure 33 représente les trajectoires des électrons traversant des domaines voisins séparés par des parois à 180°. A une paroi telle que P_A est associée, dans un plan à une distance Z sous l'objet, une image d'ombre A qui apparaîtra lumineuse, parce qu'elle correspond à une accumulation d'électrons. Au contraire, l'image B de la paroi P_B sera sombre ; le contraste de ces images dépend fortement de la distance de défocalisation Z.

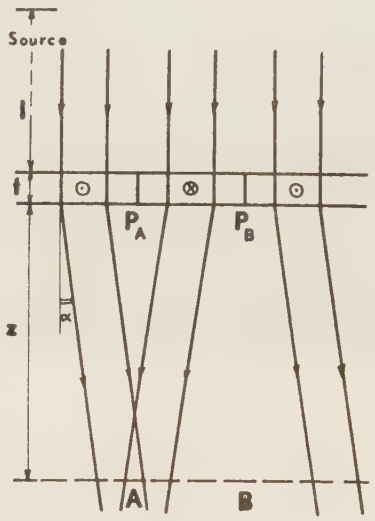


FIGURE 33 - MICROSCOPIE DE LORENTZ PAR DEFOCALISATION

Deux techniques sont couramment utilisées :

- Avec l'échantillon disposé à l'emplacement d'observation en microscopie normale, on coupe l'excitation de l'objectif de façon à ne pas perturber, par les champs de fuite de cette lentille, l'aimantation de la couche ; on réalise la mise au point du projecteur sur le plan AB à l'aide de la lentille intermédiaire ; les défocalisations utilisées sont alors importantes (jusqu'au cm) mais le grossissement est faible (500 au maximum) et les détails de l'objet ne sont pas visibles.

On peut également relever l'échantillon de 0,5 à 1 cm au-dessus de sa position normale, le champ résiduel de l'objectif à ce niveau étant négligeable. On excite l'objectif mais faiblement pour augmenter sa distance focale.

Les valeurs de la défocalisation sont alors très faibles (inférieures au mm) mais le grossissement peut atteindre × 10 000 avec une assez bonne résolution. Cette méthode est utile pour l'étude de l'intéraction aimantation-défauts, car elle permet de visualiser simultanément l'objet et sa structure magnétique.

Une faible divergence du faisceau d'électrons est nécessaire pour obtenir un bon contraste |67|. Les figures 34 a et 34 b sont obtenues avec des divergences de faisceau de 2.10^{-5} Rd et 8.10^{-6} Rd.

FIGURE 34 a - DIVERGENCE DU FAISCEAU : 2.10^{-5} Rd
(× 5 000)

FIGURE 34 b - DIVERGENCE DU FAISCEAU : 8.10^{-6} Rd
(× 5 000)

FIGURE 35
(× 8 000)

Le système constitué par deux domaines séparés par une paroi à 180° est analogue à un biprisme ; des raies d'interférence sont visibles dans les régions telles que A (figure 33) si la divergence du faisceau est assez faible. L'interfrange est donné par :

$$i = \frac{\lambda (Z + \ell)}{2\ell \alpha} \qquad (107)$$

où α est l'angle de déviation des électrons (88).

La figure 35 présente ces franges dans l'image des parois mais aussi dans celle des "ripples" les plus marqués.

Nous avons proposé une disposition expérimentale conduisant à des divergences de faisceau très faibles |68|. L'échantillon est placé entre l'objectif et la lentille intermédiaire du microscope, en utilisant à cet effet le porte-objet de diffraction (figure 36). L'objectif est excité et constitue, avec le double condenseur, le dispositif d'éclairage. Les divergences mesurées sont inférieures à 10^{-5} Rd.

Nous avons étudié, avec ce dispositif, la défocalisation (figure 37) et le grossissement de l'image (figure 38) en fonction du courant d'alimentation de la lentille intermédiaire. Les valeurs obtenues se situent entre celles indiquées précédemment pour les deux techniques avec objectif coupé ou en position surélevée.

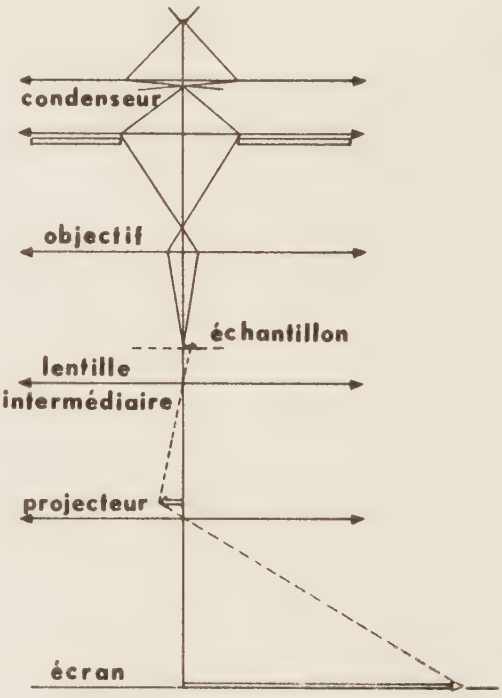


FIGURE 36 - MICROSCOPIE DE LORENTZ PAR DEFOCALISATION DISPOSITION VIGIER-HAVMANN |68|

b - Microscopie de Lorentz, mode de Foucault

Les taches du diagramme de diffraction correspondant à une région traversée par une paroi de domaine sont dissociées.

Si l'on coupe l'un des faisceaux à l'aide d'une lame (le diaphragme de contraste par exemple) ou d'un fil extrêmement fin |69|, seuls les électrons provenant de l'un des domaines atteindront l'écran (figure 39). L'avantage de cette méthode est de donner une image focalisée de l'objet.

Ses inconvénients sont outre la difficulté de mise en oeuvre le fait de ne fournir des informations que sur les domaines et non sur les parois.

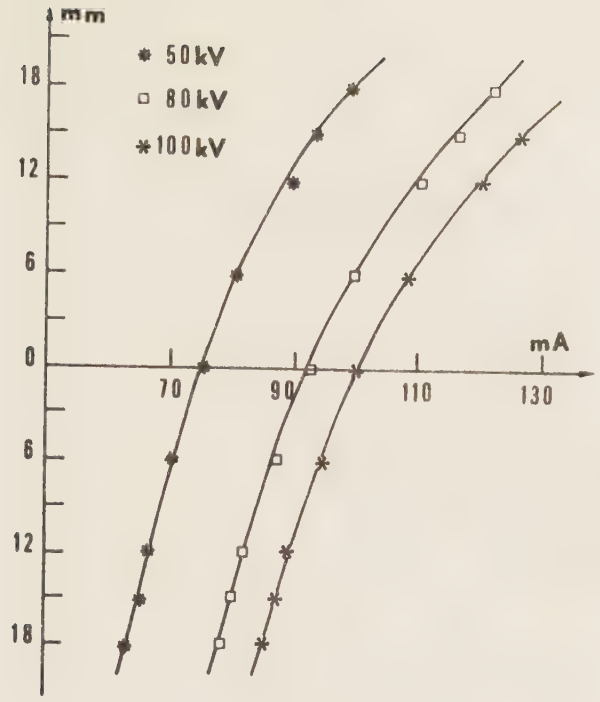


FIGURE 37 - DEFOCALISATION EN FONCTION DU COURANT D'ALIMENTATION DE LA LENTILLE INTERMEDIAIRE

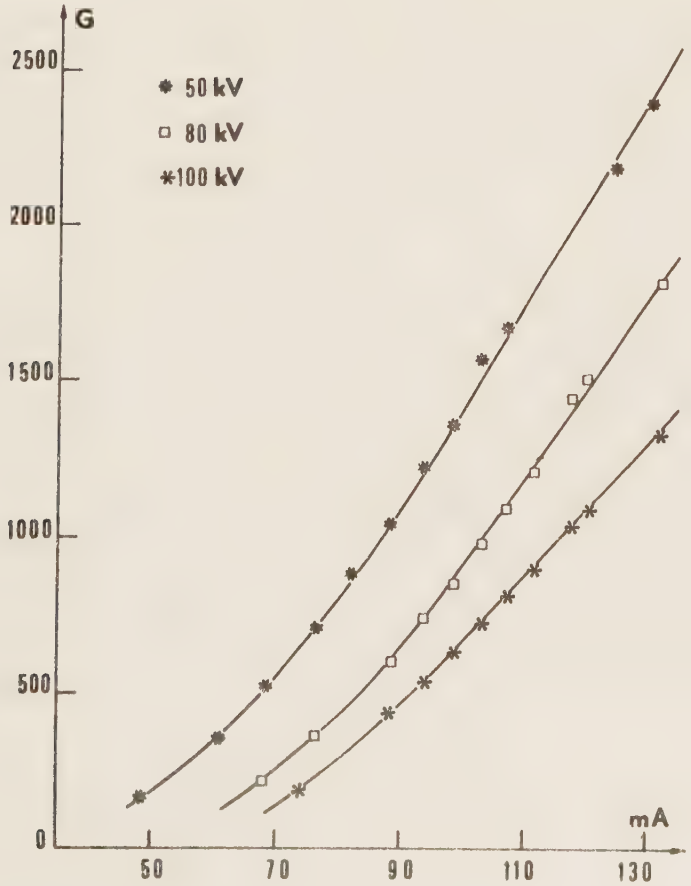


FIGURE 38 - GROSSISSEMENT EN FONCTION DU COURANT D'ALIMENTATION DE LA LENTILLE INTERMEDIAIRE

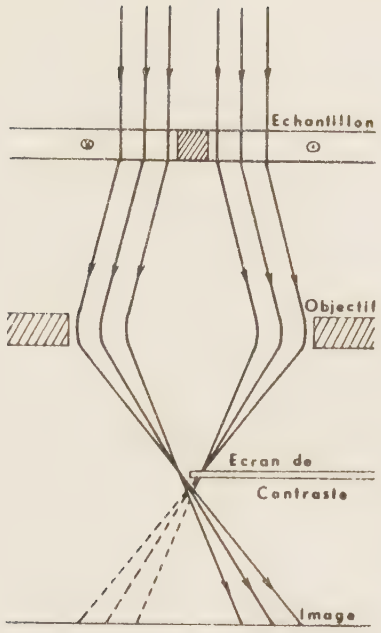


FIGURE 39 - MICROSCOPIE DE LORENTZ
METHODE DE FOUCAULT

c) Techniques annexes utilisées en microscopie de Lorentz

Des porte-objets spéciaux adaptés au microscope permettent l'étude du comportement magnétique de l'échantillon en fonction de la température ou des contraintes appliquées. La tension d'accélération des électrons varie de 100 kV à 1 000 kV |70| |71|, suivant les appareils.

On est souvent conduit à imposer à l'échantillon un champ magnétique connu en grandeur et direction, pour étudier les mouvements de parois, le processus d'inversion de l'aimantation... On utilise alors des paires de bobines d'Helmholtz, créant un champ uniforme au niveau de l'objet, associées à des bobines compensatrices pour corriger la déviation du faisceau d'électrons.

Pour procéder à l'étude des lames en champ perpendiculaire faible, nous avons ajouté, au dispositif précédent une bobine axiale tandis que pour les champs perpendiculaires élevés, nous utilisons le champ de l'objectif en plaçant l'échantillon au niveau du porte-diaphragmes de contraste.

T R O I S I E M E P A R T I E

ETUDE THEORIQUE DES PAROIS SYMETRIQUES

CHAPITRE 1 - CONFIGURATION DE L'AIMANTATION D'UNE PAROI SYMETRIQUE

CHAPITRE 2 - ENERGIE ET LARGEUR DES PAROIS SYMETRIQUES

CHAPITRE 3 - EXISTENCE ET STABILITE DES PAROIS SYMETRIQUES

CHAPITRE 4 - PROBLEMES DIVERS LIES AUX PAROIS SYMETRIQUES

CHAPITRE I

CONFIGURATION DE L'AIMANTATION D'UNE PAROI SYMETRIQUE

III.1.1 - HISTORIQUE DES PAROIS SYMETRIQUES

Nous avons défini (I.1.2 c) les parois symétriques comme les régions de transition entre domaines dont les aimantations anti-parallèles ont une direction commune perpendiculaire au plan de la paroi.

Ces parois, caractérisées par une divergence non nulle de l'aimantation et la localisation d'une charge magnétique importante devraient, sous certaines conditions que nous préciserons ultérieurement, exister spontanément ; elles n'ont jamais été observées dans les lames minces. Notre contribution à l'étude des parois symétriques consista initialement à proposer une méthode simple pour provoquer la réalisation de telles configurations d'aimantation, permettant ainsi leur étude expérimentale.

L'observation de parois symétriques fut d'abord mentionnée par SPAIN |72| qui en obtint, par suite d'un phénomène de rémanence, après applications de champs magnétiques dans le plan d'une lame de permalloy, champs créés par des bobines en position d'Hehmholtz mais alimentées en opposition ; l'instabilité de ces configurations ne permit pas une étude expérimentale systématique.

Presque simultanément (1963), deux articles de SPAIN |73| et NEEL |74| abordaient, sans support expérimental, l'étude théorique des parois symétriques ; le premier auteur recherchait une solution périodique stable de la répartition de l'aimantation d'une lame magnétique très mince tandis que le second s'intéressait à une paroi isolée.

En 1968, étudiant le contraste associé en microscopie de Lorentz au relief de lames minces de permalloy, nous indiquions |75| la possibilité de créer ces parois en appliquant un champ magnétique perpendiculairement au plan moyen d'une lame plissée.

L'exploitation de cette méthode par HOTHERSALL |76| et nous-mêmes |77|, en apportant des informations d'origine expérimentale, permettait le développement de la théorie des parois symétriques |78| |79| et élargissait le domaine des applications.

III.1.2 - MODELE DE PAROIS SYMETRIQUES

N'ayant pu résoudre de façon parfaitement satisfaisante le problème consistant à imposer à un échantillon de quelques centaines d'angströems d'épaisseur une géométrie donnée, notre étude a porté sur les parois associées aux plis obtenus par déformation élastique naturelle des lames supportées par la grille porte-objet. Avec des carreaux de grille de 80 microns de côté, les rayons de courbure rencontrés couvrent une gamme de 1 à 100 microns |80|. La méthode de prélèvement des échantillons ainsi que le choix des plis et donc des parois symétriques étudiées sera exposé plus en détail dans la quatrième partie de ce travail.

Les figures de "ripples" obtenues en microscopie de Lorentz par défocalisation indiquent la direction de l'aimantation en tous points de l'échantillon ; l'interprétation du contraste des images de parois, délicate dans le cas des parois de Bloch ou de Néel, permet pour les parois symétriques une exploitation immédiate des résultats. Les électrons traversant deux domaines adjacents sont déviés parallèlement à la paroi (figure 40) entrainant une translation d'ensemble des images de domaines ; l'image de la paroi résulte d'une translation des électrons la traversant, variant en direction de façon continue le long de la normale à la paroi.

L'observation de nombreuses micrographies semblables à celle présentée (figure 41), réalisées avec une faible défocalisation pour limiter la déformation de l'image de la paroi, conduit à adopter comme modèle simple de répartition de l'aimantation dans la paroi, une distribution radiale définie par :

$$|x| < \frac{a}{2} \qquad \sin \theta\ (x) = \frac{2x}{a} \qquad (108)$$

où "a" est la largeur de paroi et $\theta\ (x)$ l'angle de l'aimantation avec l'axe de symétrie Oy de la paroi (figure 42).

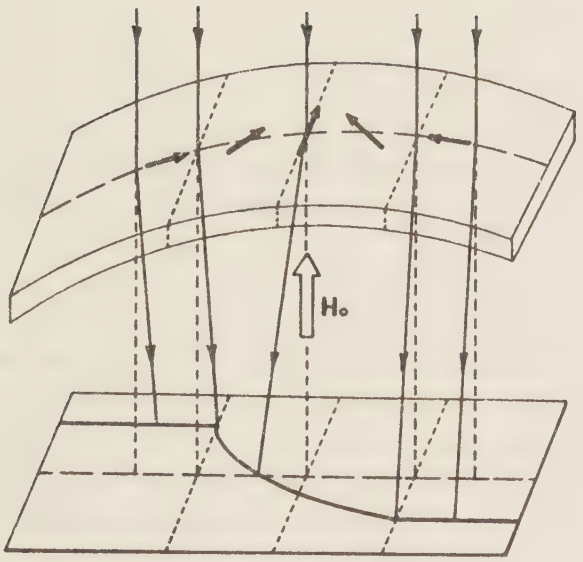


FIGURE 40 - ORIGINE DU CONTRASTE ASSOCIE A UNE PAROI SYMETRIQUE EN MICROSCOPIE DE LORENTZ PAR DEFOCALISATION

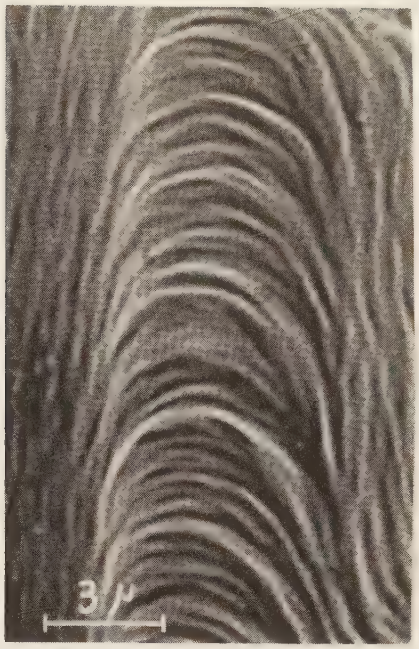


FIGURE 41 - IMAGE D'UNE PAROI SYMETRIQUE (AVEC UNE FAIBLE VALEUR DE LA DEFOCALISATION)

Le choix de ce modèle est justifié par sa cohérence avec les images de "ripples" obtenues en microscopie de Lorentz ; son intérêt réside en ce qu'il permet le développement des calculs d'énergie et l'obtention de résultats analytiques simples ; la principale critique que l'on puisse formuler vient de ce qu'une telle répartition d'aimantation a été trouvée également (38) en négligeant l'énergie magnétostatique ; cependant cette énergie, loin d'être négligeable, devient prépondérante lorsque la largeur de paroi décroît et atteint des valeurs inférieures au micron. Ce modèle s'éloigne alors de la configuration réelle mais, comme l'ont montré JONES et MIDDLETON |81|, lorsque l'on néglige l'énergie d'échange, les résultats des calculs d'énergies magnétostatiques ne sont que peu affectés par la forme de la loi $\theta(x)$.

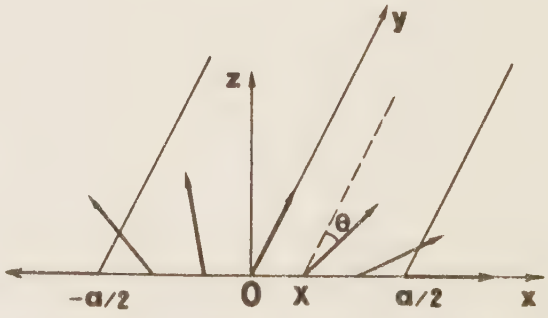


FIGURE 42 - MODELE THEORIQUE DE L'AIMANTATION D'UNE PAROI SYMETRIQUE

SPAIN |73| et HOTHERSALL |76| aboutissent, pour une distribution périodique de parois symétriques, à une variation linéaire de θ en fonction de x correspondant à une répartition périodique des charges magnétiques.

HORNREICH |82| représente l'aimantation au voisinage d'un bord d'échantillon (figure analogue à une demi-paroi symétrique) par une variation parabolique de θ avec x.

La répartition des charges en volume correspondant au modèle d'aimantation radiale (108) est donnée par la densité constante :

$$\rho = - \operatorname{div} \vec{M} = - \frac{2M}{a} \qquad (109)$$

C'est une distribution uniforme de la charge (- 2M) sur la largeur a de la paroi. NEEL utilisait déjà une telle distribution |74| comme hypothèse simplificatrice alors que nous sommes amenés à l'adopter comme étant la plus conforme à nos résultats expérimentaux.

La limitation des domaines, de part et d'autre de la paroi, exige la connaissance de la géométrie de la lame ; la figure 43 représente le profil schématisé d'un pli à section cylindrique. La discontinuité en $|x| = \frac{b}{2}$, si elle ne peut représenter la forme réelle de la lame n'influe pas sur le comportement de la paroi lorsque b >> a.

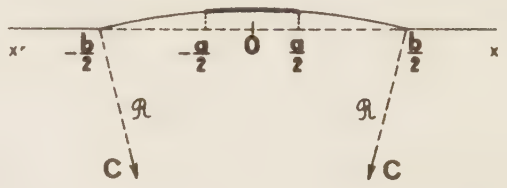


FIGURE 43 - PROFIL SCHEMATISE DE L'ECHANTILLON

Nous avons vérifié qu'une rotation de l'échantillon de ± 8° autour d'un axe parallèle au pli, approximativement situé dans le plan moyen de la lame entrainait une légère translation, sans modification appréciable, de l'image de la paroi, ceci appuie notre hypothèse consistant à approcher la surface réelle du pli par celle du cylindre osculateur.

Avec le profil indiqué sur la figure 43, l'aimantation dans les domaines est représentée par :

$$- \frac{b}{2} < x < - \frac{a}{2} \qquad M_x = - M \ , \ M_y = 0$$

$$\frac{a}{2} < x < \frac{b}{2} \qquad M_x = M \ , \ M_y = 0 \qquad (110)$$

Pour $|x| > \frac{b}{2}$, l'aimantation s'oriente dans la direction de facile aimantation, la valeur $|x| = \frac{b}{2}$ marquant la limite des domaines adjacents à la paroi étudiée. Nous montrerons l'influence du rapport b/a sur la largeur de la paroi symétrique.

On suppose que $\vec{M}$ ne varie pas dans l'épaisseur de la lame ; le modèle adopté est donc à une dimension : $\vec{M} = \vec{M}(x)$.

CHAPITRE 2

ENERGIE ET LARGEUR DES PAROIS SYMETRIQUES

III.2.1 - PRINCIPE DU CALCUL DE LA LARGEUR DE PAROI

En utilisant le modèle défini précédemment, nous calculons l'énergie totale de la paroi en fonction de sa largeur "a". Les différents termes d'énergie sont :

- L'énergie magnétostatique W_m, très importante car la paroi emmagasine les charges en volume (- 2M) et crée un champ de dispersion élevé : $\vec{H}_m$ (x). Cette énergie est donnée par l'intégrale (14) :

$$W_m = -\frac{1}{2} \int \vec{H}_m (x) \cdot \vec{M} (x)\, dx \qquad (111)$$

étendue à tout l'échantillon.

- L'énergie d'anisotropie W_K (10) provenant de l'anisotropie uniaxe du film ainsi que des phénomènes de magnétostriction. Si ϕ est l'angle de l'axe de facile aimantation avec la direction de la paroi,

$$W_K = K \int_{-\infty}^{+\infty} \sin^2 \left[\phi - \theta (x)\right] dx \qquad (112)$$

- L'énergie d'échange W_A (6) qui sera négligeable excepté pour les très faibles valeurs de largeurs de parois.

- L'énergie W_{H_o} fournie par le champ magnétique $\vec{H}_o$ appliqué normalement au film :

$$W_{H_o} = - \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{M}(x) \cdot \vec{H}_o \, dx \qquad (113)$$

Dans ces calculs d'énergie, sauf pour celui de W_{H_o}, on suppose que les ondulations du film sont assez faibles pour que l'écart avec le plan moyen puisse être négligé.

La largeur optimale de la paroi sera solution de l'équation :

$$\frac{\partial W_{total}}{\partial a} = \frac{\partial W_m}{\partial a} + \frac{\partial W_K}{\partial a} + \frac{\partial W_A}{\partial a} + \frac{\partial W_{H_o}}{\partial a} = 0 \qquad (114)$$

associée à la condition de stabilité :

$$\frac{\partial^2 W_{total}}{\partial a^2} > 0$$

III.2.2 - ENERGIE MAGNETOSTATIQUE

III.2.2 a - Champ magnétique créé par une paroi symétrique

Les charges magnétiques de densité $\rho = - \frac{2M}{a}$ (109) produisent en tous points de l'espace un champ démagnétisant :

$$\vec{H} = \iiint \rho \frac{\vec{r}}{r^3} \, dv \qquad (115)$$

Nous supposerons que $\vec{H}(z)$ est indépendant de z et que $\vec{H}$ se réduit à $\vec{H}(x)$ quelle que soit la côte z. Cette hypothèse n'est justifiée que pour $a >> t$.

Nous étudierons cependant, le comportement asymptotique du champ démagnétisant et de l'énergie magnétostatique pour $a \simeq t$ et $a << t$ de façon à mettre en évidence les propriétés caractéristiques du domaine $a >> t$ et voir comment elles évoluent avec le rapport a/t.

$- \frac{a}{2} < x < \frac{a}{2}$

$$H_m(x) = - \frac{8\pi M x}{a} - \frac{2Mt}{a} \left| 2\eta \operatorname{Arctg} \eta - \operatorname{Log}(1 + \eta^2) \right|_{\eta = \frac{1}{t}(a - 2x)}^{\eta = \frac{1}{t}(a + 2x)} \qquad (116)$$

$x < - \frac{a}{2}$, $x > \frac{a}{2}$

$$H'_m(x) = \mp 4\pi M - \frac{2Mt}{a} \left| 2\eta \operatorname{Arctg} \eta - \operatorname{Log}(1 + \eta^2) \right|_{\eta = \frac{1}{t}(2x-a)}^{\eta = \frac{1}{t}(2x+a)} \qquad (117)$$

($- 4\pi M$ pour $x > \frac{a}{2}$ et $+ 4\pi M$ pour $x < - \frac{a}{2}$)

t représente l'épaisseur du film

Ce champ satisfait les relations de symétrie :

$$H_m(x) = -H_m(-x)$$
$$H'_m(x) = -H'_m(-x) \qquad (118)$$

La figure 44 représente les variations de $\vec{H}(x)$ en fonction de l'abscisse réduite $X = \frac{2x}{a}$ pour différentes valeurs de l'épaisseur réduite : $\tau = \frac{t}{a}$.

- Pour $a \ll t$, la variation de $H(x)$ est presque linéaire.

Le développement des expressions (116) et (117) en $\frac{a}{t}$, arrêté au premier ordre donne :

$$H_m(x) \simeq -\frac{8\pi M x}{a} \cdot \left[1 - \frac{2}{\pi} \cdot \frac{a}{t}\right] \qquad (119)$$

$$H'_m(x) \simeq \mp 4\pi M \left[1 \mp \frac{4}{\pi} \frac{x}{t}\right] \qquad (120)$$

avec une valeur maximale de $\vec{H}$ au point de raccordement :

$$x = \pm \frac{a}{2} \qquad H_{max} \simeq \mp 4\pi M \left[1 \mp \frac{2}{\pi} \frac{a}{t}\right] \qquad (121)$$

H_{max} tend vers $\mp 4 M$ pour des valeurs de $\frac{t}{a}$ croissantes.

- Pour $a \gg t$ et $|x| \neq \frac{a}{2}$, le développement de (116) et (117) au premier ordre en $\frac{t}{a}$ s'écrit :

$$H_m(x) \simeq \frac{4 Mt}{a} \operatorname{Log} \frac{a/2 - x}{a/2 + x} \qquad (122)$$

$$H'_m(x) \simeq \frac{4 Mt}{a} \operatorname{Log} \frac{x - a/2}{x + a/2} \qquad (123)$$

Les valeurs de $\tau = \frac{t}{a}$ effectivement rencontrées dans nos expériences sont voisines de $\tau = 0{,}01$. L'observation de la figure 45 assure une décroissance très rapide du champ démagnétisant lorsqu'on s'éloigne de la paroi.

Cette remarque, confirmée ultérieurement par le calcul de l'énergie magnétostatique, nous permet de considérer comme isolée une paroi éloignée d'autres parois ou singularités magnétiques d'une distance d telle que d/a atteigne quelques unités.

III.2.2 b - Energie magnétostatique en fonction de la dimension b des domaines

L'énergie magnétostatique accumulée dans la paroi est donnée par l'intégrale :

$$(W_m)_p = -\frac{1}{2} \int_{x=-\frac{a}{2}}^{a/2} \vec{H}_m(x) \cdot \vec{M}(x)\, dx \qquad (124a)$$

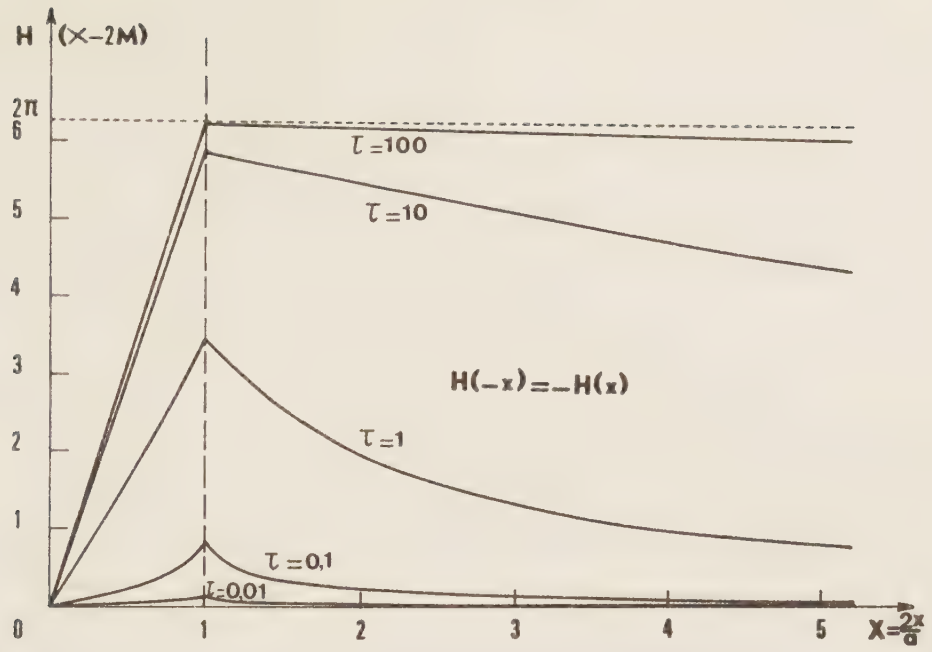


FIGURE 44 - CHAMP CREE PAR LA PAROI SYMETRIQUE

$X = \frac{2x}{a}$: abscisse réduite

$\tau = \frac{t}{a}$: épaisseur réduite

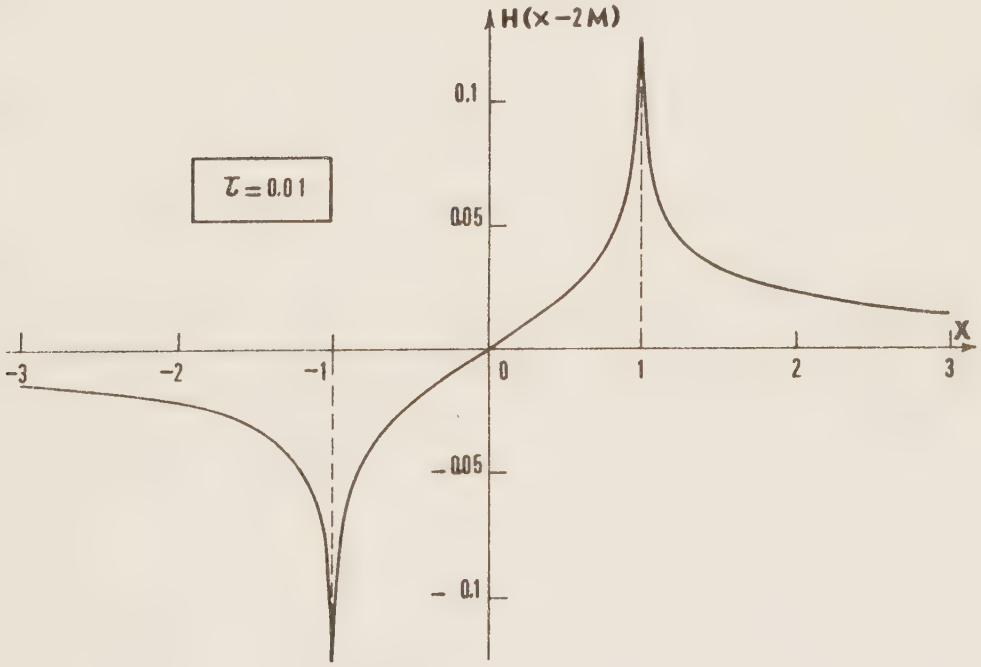


FIGURE 45 : CHAMP CREE PAR LA PAROI SYMETRIQUE POUR UNE VALEUR DE $\tau = 0,01$

Avec $\vec{M}(x)$ et $\vec{H}_m(x)$ définis par les relations (108) et (116), l'intégration de (124) donne :

$$(W_m)_p = \frac{2\pi M^2}{3} \cdot a - \frac{M^2 t^2}{a}\left[\left(1 + \frac{4}{3}\frac{a^2}{t^2}\right) \text{Arctg}\,\frac{2a}{t} - \frac{t}{6a} \text{Log}\left(1 + \frac{4a^2}{t^2}\right)\right] + \frac{4}{3} M^2 t \qquad (125)$$

Comme l'ont fait remarquer JONES et MIDDLETON |78|, une énergie importante due aux champs de dispersion $\vec{H'}_m(x)$ est répartie dans les domaines de part et d'autre de la paroi ; elle a pour expression :

$$W'_m(b) = -\frac{1}{2}\int_{-b/2}^{-a/2} \vec{H'}_m(x) \cdot \vec{M}(x)\,dx - \frac{1}{2}\int_{a/2}^{b/2} \vec{H'}_m(x) \cdot \vec{M}(x)\,dx \qquad (124\ b)$$

Avec $\vec{M}(x)$ et $\vec{H'}_m(x)$ donnés en (110) et (117),

$$W'_m(b) = -2\pi M^2 a + \frac{M^2 t^2}{a}\left[\left(\frac{4a^2}{t^2} - 1\right) \text{Arctg}\,\frac{2a}{t} - \frac{2a}{t} \text{Log}\left(1 + \frac{4a^2}{t^2}\right)\right]$$

$$+ 2\pi M^2 b + \frac{M^2 t^2}{a}\left|\eta \text{ Log } (\eta^2 + 1) - (\eta^2 - 1) \text{ Arctg } \eta\right|_{\eta = \frac{1}{t}(b-a)}^{\eta = \frac{1}{t}(b+a)} \qquad (126)$$

Ajoutant (125) et (126), on obtient l'énergie magnétostatique totale :

$$W_m(b) = (W_m)_p + W'_m(b)$$

$$W_m(b) = -\frac{4\pi M^2}{3} \cdot a + \frac{M^2 t^2}{a}\left[\left(\frac{8}{3}\frac{a^2}{t^2} - 2\right) \text{Arctg}\,\frac{2a}{t} - \left(\frac{2a}{t} - \frac{t}{6a}\right) \text{Log}\left(1 + \frac{4a^2}{t^2}\right)\right]$$

$$+ \frac{4}{3} M^2 t + 2\pi M^2 b + \frac{M^2 t^2}{a}\left|\eta \text{ Log } (\eta^2 + 1) - (\eta^2 - 1) \text{ Arctg } \eta\right|_{\eta = \frac{1}{t}(b-a)}^{\eta = \frac{1}{t}(b+a)} \qquad (127)$$

Les éléments de ces calculs sont indiqués en ANNEXE II C.

Sur la figure 46, nous représentons l'énergie totale $W_m(b)$ donnée en unité de densité d'énergie : $2\pi M^2 a$, en fonction du rapport $\beta = \frac{b}{a} = \frac{\text{dimension des domaines}}{\text{Largeur de paroi}}$, pour différentes valeurs de l'épaisseur réduite : $\tau = \frac{t}{a}$; cette énergie croît indéfiniment avec b, mais sa dérivée $\frac{dW_m(b)}{da}$ tend vers une limite que nous calculerons.

III.2.2 c - b infini, comparaison avec les résultats de NEEL

Si l'on fait croître b, l'énergie magnétostatique totale $W_m(b)$ tend vers l'infini comme :

$$(W_m)_{\text{total}} \to 4 M^2 t \left[1 + \text{Log } \frac{b}{t}\right]_{b \to \infty}$$

$$+ \left\{-\frac{4\pi M^2}{3} \cdot a + \frac{M^2 t^2}{a}\left[\left(\frac{8}{3}\frac{a^2}{t^2} - 2\right) \text{Arctg}\,\frac{2a}{t} - \left(\frac{2a}{t} - \frac{t}{6a}\right) \text{Log}\left(1 + \frac{4a^2}{t^2}\right)\right] + \frac{10}{3} M^2 t\right\} \qquad (128)$$

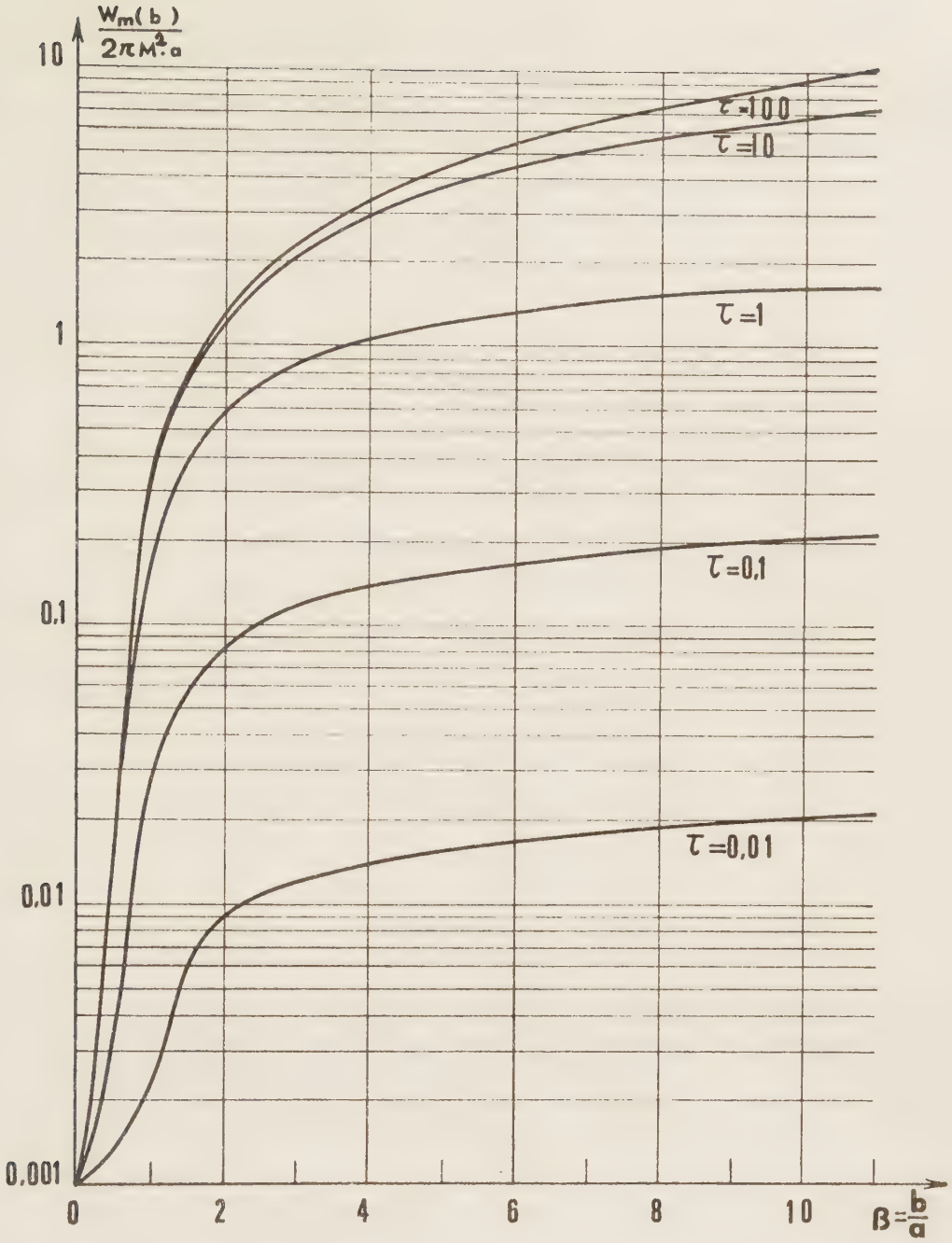


FIGURE 46 : ENERGIE MAGNETOSTATIQUE DE LA PAROI SYMETRIQUE EN FONCTION DU RAPPORT : DIMENSION DES DOMAINES/LARGEUR DE PAROI (UNITE : $2\pi M^2 a$) ; τ : EPAISSEUR REDUITE ($\tau = t/a$)

Avec le modèle d'aimantation choisi et le profil schématique de la lame (figures 42 et 43), b infini correspond, pour le calcul de l'énergie magnétostatique, au cas particulier où l'axe de facile aimantation est parallèle à la paroi. Une croissance indéfinie de b n'a aucune signification physique ; cette hypothèse donne cependant des informations sur l'évolution de l'énergie magnétostatique pour des dimensions croissantes de domaines (voir remarque en fin de chapitre).

Nous avons présenté l'expression de l'énergie (128) sous forme d'une somme de deux termes dont seul le premier est fonction de b et tend vers l'infini avec b. Il est intéressant de rapprocher ce résultat de celui obtenu par NEEL |74| par une méthode différente (ANNEXE III) ; initialement, une paroi

d'épaisseur nulle portant une densité superficielle de charges $\sigma = -2M$ sépare deux domaines infinis aimantés antiparallèlement. Le travail qu'il faut fournir pour amener la largeur de la paroi de 0 à "a" |74 , équation 9| correspond exactement au terme entre accolades de l'expression (128). L'énergie initiale du système, due au champ $\vec{H}"_m(x)$ créé par la paroi d'épaisseur nulle :

$$\vec{H}"_m(x) = -8M \operatorname{Arctg} \frac{t}{2x} \qquad (129)$$

a pour valeur :

$$W"_m = -2 \cdot \frac{1}{2} \int_0^{\frac{b}{2} \to \infty} \vec{H}"_m(x) \cdot \vec{M}(x)\, dx \qquad (130)$$

soit

$$W"_m = 4M^2 t \left[1 + \operatorname{Log} \frac{b}{t}\right]_{b\to\infty} \qquad (131)$$

C'est le premier terme de l'expression (128), responsable de la divergence de $(W_m)_{total}$. On peut vérifier que l'énergie $W"_m$ est bien l'énergie totale $|W_m(b)|_{b\to\infty}$ pour une paroi d'épaisseur nulle :

$$W"_m = \left[W_m (b \to \infty)\right]_{a\to 0} \qquad (132)$$

III.2.2 d - Approximations de l'expression (128) de l'énergie magnétostatiques

$a >> t$

C'est pour les grandes valeurs de la largeur de paroi que le modèle adopté convient le mieux ; de plus, les largeurs des parois étudiées expérimentalement appartiennent à cette gamme : $a >> t$ (largeur de parois de 1 à 10 µ pour une épaisseur de l'échantillon de 400 à 1000 Å : $\tau = \frac{t}{a}$ varie de 0,1 à 0,004).

Le développement limité de $W_m(b)$ (128) en $\frac{t}{a}$ donne :

$$\left[W_m(b)\right]_{a>>t} \simeq 2M^2 t - \frac{2M^2 t^2}{a}\left[\frac{2a}{t}\operatorname{Log}\frac{2a}{t} + \frac{b-a}{t}\operatorname{Log}\frac{b-a}{t} - \frac{b+a}{t}\operatorname{Log}\frac{b+a}{t}\right] \qquad (133$$

ou sous une autre forme :

$$\left[W_m(b)\right]_{a>>t} \simeq 2M^2 t - 2M^2 t\left[\frac{b}{a}\operatorname{Log}\frac{b-a}{b+a} + \operatorname{Log}\frac{2a}{b-a} + \operatorname{Log}\frac{2a}{b+a}\right] \qquad (134)$$

Cette dernière expression a été indiquée par JONES et MIDDLETON |78|, une correction d'un facteur $(\frac{1}{2})$ omis par ces auteurs est effectuée ici.

Lorsque b tend vers l'infini, cette valeur de l'énergie devient :

$$\left[W_m(b\to\infty)\right]_{a>>t} \to 4M^2 t\left[\frac{3}{2} + \operatorname{Log}\frac{b}{2a}\right]_{b\to\infty} \qquad (135)$$

$a \ll t$

Nous n'indiquerons que l'expression de la valeur approchée de W_m (b) lorsque $b \to \infty$

$$\left[W_m\ (b\to\infty)\right]_{a\ll t} \to 4\ M^2\ t \left[1 - \frac{\pi a}{3t} + \frac{a^2}{3t^2} + \ldots + \mathrm{Log}\ \frac{b}{t}\right]_{b\to\infty} \qquad (136)$$

III.2.2 e - Variation de l'énergie magnétostatique en fonction de a

$a \gg t$

Partant de l'expression approchée (134) de W_m (b), nous obtenons en dérivant :

$$\frac{\partial W_m\ (b)}{\partial a} = \frac{2\ M^2\ t}{a} \left[\frac{b}{a}\ \mathrm{Log}\ \frac{b-a}{b+a}\right] \qquad (137)$$

La quantité entre crochets tend très rapidement vers la valeur (- 2) lorsque b croît (figure 47). Considérer des domaines avec b infini entraine, pour la dérivée (137) une erreur de 10 % pour $b = 2a$ et de 1 % pour $b = 5\ a$; ceci est à rapprocher de la remarque faite précédemment sur la décroissance très rapide du champ créé à l'extérieur par la paroi. Nous avons donc considéré comme isolées des parois telles que $\frac{b}{a} > 5$. Pour ces parois, nous adoptons, comme valeur de $\frac{\partial W_m\ (b)}{\partial a}$ la limite de l'expression (137)

$$\frac{\partial W_m}{\partial a} \simeq \left[\frac{\partial W_m\ (b)}{\partial a}\right]_{b\to\infty} = -\frac{4\ M^2\ t}{a} \qquad (138)$$

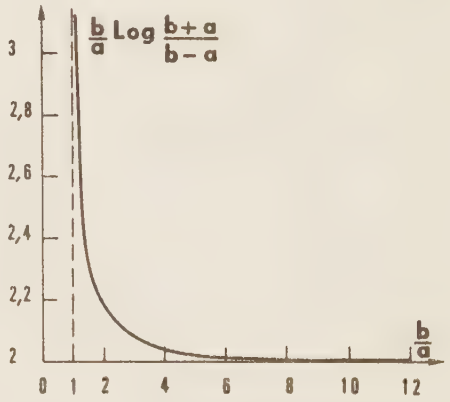


FIGURE 47 - COMPORTEMENT DE LA DERIVEE $\frac{\partial W_m\ (b)}{\partial a}$ EN FONCTION DU RAPPORT $\frac{b}{a}$

$a \ll t$

Dérivant l'expression approchée (136) de l'énergie magnétostatique, nous obtenons :

$$\frac{\partial W_m\ (b)}{\partial a} \simeq -\frac{4}{3}\ \pi\ M^2 \qquad (139)$$

Nous verrons, en étudiant l'influence de l'énergie d'anisotropie, que dans ce cas, la contribution de l'énergie magnétostatique à l'équilibre de la paroi symétrique se réduit à une modification de la constante d'anisotropie K.

Remarque

Dans ce cas où $a << t$, on devrait tenir compte de la composante $\vec{H}(z)$ du champ démagnétisant de la paroi. $\vec{H}_z$ peut être assez grand pour que la direction de l'aimantation s'écarte du plan de la paroi ; le modèle adopté s'avère alors très artificiel.

III.2.3 - AUTRES TERMES D'ENERGIE

III.2.3. a - Energie d'anisotropie

Nous supposons une direction constante de facile aimantation sur l'intervalle $|x| < \frac{b}{2}$; si ϕ est l'angle de cette direction avec celle de la paroi symétrique (figure 48), l'énergie d'anisotropie de l'échantillon a pour expression :

$$W_K = K \int_{-b/2}^{b/2} \sin^2 [\phi - \theta(x)]\, dx + W'_K \qquad (140)$$

W'_K est l'énergie d'anisotropie pour $|x| > \frac{b}{2}$ qui, si elle n'est pas nulle, est indépendante de a.

Avec $\theta(x)$ donné par (108)

$$W_K = -\frac{2Ka}{3} \cos 2\phi + Kb \cos^2 \phi + W'_K \qquad (141)$$

et donc :

$$\frac{\partial W_K}{\partial a} = -\frac{2K}{3} \cos 2\phi \qquad (142)$$

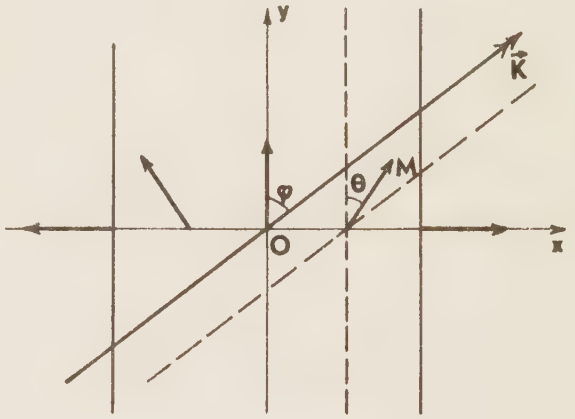


FIGURE 48

III.2.3 b - Energie d'échange

Cette énergie est donnée par (6) :

$$W_A = A \int_{-a/2}^{a/2} \left(\frac{d\theta}{dx}\right)^2 dx + W'_A \qquad (143)$$

où W'_A représente l'énergie d'échange, indépendante de a, au voisinage de $|x| = \frac{b}{2}$.

Le modèle d'aimantation adopté introduit une discontinuité de la dérivée $\frac{d\theta(x)}{dx}$ aux frontières de la paroi, en $|x| = \frac{a}{2}$ et l'intégrale (143) diverge.

Si nous adoptons pour $\theta(x)$ une variation linéaire :

$$\theta'(x) = \frac{\pi x}{a} \qquad (144)$$

$$(W_A)_{lin} = A \int_{-a/2}^{a/2} \left(\frac{d\theta'(x)}{dx}\right)^2 dx = \frac{A\pi^2}{a} \qquad (145)$$

On peut apprécier l'approximation réalisée en écrivant :

$$\frac{\pi^2}{a} = \int_{-(\frac{a}{2}-\varepsilon)}^{a/2-\varepsilon} \left(\frac{d\theta(x)}{dx}\right)^2 dx = \int_{-(\frac{a}{2}-\varepsilon)}^{\frac{a}{2}-\varepsilon} \left[\frac{d}{dx}\left(\text{Arc sin}\,\frac{2x}{a}\right)\right]^2 dx$$

Le calcul de ε donne :

$$\varepsilon \# 10^{-2} \cdot \frac{a}{2}$$

On aura donc :

$$W_A = A\,\frac{\pi^2}{a} + A\left[\int_{-\frac{a}{2}}^{-0{,}99.\frac{a}{2}} \left(\frac{d\theta(x)}{dx}\right)^2 dx + \int_{0{,}99.\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \left(\frac{d\theta(x)}{dx}\right)^2 dx\right] + W'_A \qquad (146)$$

Les deux intégrales correspondent à l'énergie d'échange à la frontière paroi-domaine qui, en première approximation, est indépendante de a.

Ainsi, $W_A = A\,\frac{\pi^2}{a} + B$ (indépendant de a).

et $$\frac{\partial W_A}{\partial a} = -\frac{A\pi^2}{a^2} \qquad (147)$$

La contribution de l'énergie d'échange à l'équilibre de la paroi sera négligeable pour les grandes valeurs de a.

III.2.3 c - Energie due au champ extérieur

Si la paroi est la conséquence de l'application d'un champ magnétique $\vec{H}_o$ normalement au film, l'énergie d'intéraction entre ce champ et l'aimantation a pour expression :

$$W_{H_o} = -\int_{-\infty}^{+\infty} \vec{M}(x) \cdot \vec{H}_o\, dx \qquad (113)$$

soit, avec le modèle choisi :

$$W_{H_o} = -2\int_{o}^{a/2} \vec{M}(x)\,\vec{H}_o\, dx - 2\int_{a/2}^{b/2} \vec{M}(x) \cdot \vec{H}_o\, dx$$

où $\vec{M}(x)$ est donné, dans les intervalles $\left[o, \frac{a}{2}\right]$ et $\left[\frac{a}{2}, \frac{b}{2}\right]$ par (108) et (110).

$$W_{H_o} = \frac{M\,H_o}{4R}\left[\frac{a^2}{3} - b^2\right] \qquad (148)$$

(R : rayon de courbure du pli)

$$\frac{\partial W_{H_o}}{\partial a} = \frac{M\,H_o}{6R} \cdot a \qquad (148')$$

III.2.4 - LARGEUR DE LA PAROI SYMETRIQUE

La valeur optimale de largeur de paroi est obtenue en résolvant l'équation aux dérivées (114). Utilisant les expressions de ces dérivées données respectivement par (138), (139), (142), (147) et (148), nous aurons à résoudre, dans chacun des cas étudiés précédemment, les équations :

$a \gg t$

$$- 4 \frac{M^2 t}{a} - \frac{A\pi^2}{a^2} - \frac{2K}{3} \cos 2\phi + \frac{M H_o}{6R} \cdot a = 0 \qquad (149)$$

$a \ll t$

$$- \frac{2}{3} \left[K \cos 2\phi + 2\pi M^2 \right] - \frac{A\pi^2}{a^2} + \frac{M H_o}{6R} \cdot a = 0 \qquad (150)$$

Dans ce dernier cas, l'énergie magnétostatique de la paroi joue un rôle analogue à celui de l'anisotropie ; on peut écrire (150) sous la forme :

$$- \frac{2}{3} K' - \frac{A\pi^2}{a^2} + \frac{M H_o}{6R} \cdot a = 0 \qquad (151)$$

où $K' = K \cos 2\phi + 2\pi M^2$ est la constante d'anisotropie effective.

La résolution et la discussion de ces équations fournit des informations sur le domaine d'existence et les conditions de stabilité des parois symétriques ; cette étude fera l'objet du chapitre suivant.

Remarque sur le calcul de l'énergie magnétostatique de la paroi symétrique

Nous avons obtenu (III.2.2b) l'expression de l'énergie magnétostatique de paroi en fonction de l'épaisseur de la lame, de la largeur de la paroi, de la dimension des domaines pour un modèle donné : paroi de longueur infinie, distribution à une dimension. Nous avons ensuite étudié le comportement de cette énergie pour des dimensions croissantes de domaines. Ce faisant, nous nous éloignons du problème concret puisque la longueur du pli de la lame et donc de la paroi est finie et la dimension des domaines est imposée par la présence d'autres parois. Ce dernier effet sera étudié plus en détail au chapitre (III.4).

Le fait de considérer une paroi infinie conduit à un champ de dispersion (123) dont le comportement asymptotique est en $1/x$

$a \gg t$ $\qquad H'_m(x) \simeq \frac{4Mt}{a} \operatorname{Log} \frac{x - a/2}{x + a/2}$ $\qquad (123)$

$x \gg a \gg t$ $\qquad H'_m(x) \simeq - \frac{4Mt}{x}$ $\qquad (123')$

La divergence de l'énergie magnétostatique |terme en Log b dans (128)| en découle.

Si l'on tient compte de la limitation de longueur L de paroi

$$H'_m(x) \simeq - \frac{4Mt}{x} \cdot \frac{1}{\left(4 \frac{x^2}{L^2} + 1\right)^{1/2}}$$

et on retrouve une énergie magnétostatique finie.

L a pour ordre de grandeur les dimensions d'un carreau de grille support (80 µ) et les valeurs de x considérées sont inférieures à $L/2$.

CHAPITRE 3

EXISTENCE ET STABILITE DES PAROIS SYMETRIQUES

III.3.1 - PAROI IMPOSEE PAR LES CONDITIONS AUX LIMITES : $H_o = 0$

Nous ne disposons, dans ce cas, que d'un bilan partiel de l'énergie magnétique de l'échantillon puisque nous supposons à priori une configuration à aimantations anti-parallèles imposée par des conditions aux limites non précisées ; nous supposons que l'énergie correspondante est indépendante de a.

Reportant la valeur $H_o = 0$ dans l'équation (151), nous obtenons :

$\underline{a << t}$

$$a^2 = - \frac{3}{2} \pi^2 \frac{A}{K'} \qquad (152)$$

Ce résultat n'aura de sens que pour les valeurs négatives de K'

$$K' = K \cos 2\phi + 2\pi M^2 < 0$$

ce qui exige :

$$\frac{\pi}{4} < \phi < \frac{\pi}{2} \qquad \text{et} \qquad K > 2\pi M^2$$

On remarquera l'analogie de l'expression (152) avec celles donnant la largeur des parois de Bloch (21) et de Néel (30). La largeur de la paroi symétrique ne dépend que de la constante d'échange et de l'anisotropie effective K' et non de l'épaisseur de l'échantillon.

En partant de l'équation (149), nous obtenons en négligeant l'énergie d'échange :

$\underline{a >> t}$

$$a = - \frac{6 M^2 t}{K \cos 2 \phi} \qquad (153)$$

ce qui suppose encore : $\frac{\pi}{4} < \phi < \frac{\pi}{2}$

Si nous adoptons l'hypothèse d'une aimantation dirigée, dans les domaines, suivant l'axe de facile aimantation :

$$\phi = \frac{\pi}{2} \quad , \quad a = \frac{6 M^2 t}{K}$$

Pour du permalloy (N--80, Fe-20), M = 800 Gauss, K = 1 500 erg/cm^3

$$a \not\approx 2\,500\ t$$

soit pour $t = 1\,000$ Å, $a \not\approx 250$ µ.

Les matériaux à anisotropie faible présentent des parois symétriques à largeur d'équilibre très grandes ce qui rend leur observation difficile. L'application, symétriquement à la paroi, de champs extérieurs permet de les contracter jusqu'à des largeurs cent fois plus faibles.

La gamme de largeur ($a << t$ ou $a >> t$) est imposée par la valeur du rapport $\frac{K}{2\pi M^2}$.

Pour $\frac{K}{2\pi M^2} >> 1$, $a << t$

$\frac{K}{2\pi M^2} << 1$, $a >> t$

III.3.2 - PAROI PROVOQUEE PAR L'APPLICATION D'UN CHAMP EXTERIEUR : $H_o \neq 0$

$\underline{a << t}$

La résolution de l'équation :

$$\frac{M H_o}{6R} \cdot a^3 - \frac{2}{3} \left[K \cos 2 \phi + 2\pi M^2 \right] a^2 - A\pi^2 = 0 \qquad (154)$$

fournit la largeur de la paroi.

Avec des matériaux à anisotropie faible ($K << 2\pi M^2$), l'équation (154) se réduit à :

$$a^3 - 8\pi M \cdot \frac{R}{H_o} \cdot a^2 - \frac{6\pi^2 A}{M} \cdot \frac{R}{H_o} = 0 \qquad (155)$$

Dans le cas du permalloy, les deux derniers termes sont du même ordre de grandeur pour $a \simeq 2\mu$.

Si $a << 2\mu$, le terme d'échange l'emporte :

$$a = \left[\frac{6\pi^2 A}{M}\right]^{1/3} \cdot \left[\frac{R}{H_o}\right]^{1/3} \qquad (156)$$

Si $a >> 2\mu$, l'énergie magnétostatique est prépondérante.

$$a = 8\pi M \cdot \frac{R}{H_o} \qquad (157)$$

La validité de ce résultat est liée à la condition $a << t$. Ceci exige :

$$\frac{R}{H_o} << \frac{t}{8\pi M} \qquad (158)$$

Nous ne développons pas davantage l'étude du cas où $a << t$ puisque c'est alors que notre modèle de paroi et de domaines est le plus artificiel ; d'autre part, notre étude expérimentale se rapporte à des parois telles que $a/t \simeq 100$.

$a >> t$

L'équation (149) donne a :

$$-\frac{4M^2 t}{a} - \frac{A\pi^2}{a^2} - \frac{2K}{3}\cos 2\phi + \frac{M H_o}{6R} \cdot a = 0 \qquad (149)$$

La figure 49 montre l'importance relative des trois premiers termes de l'équation (149) dans le cas du permalloy.

Pour les largeurs de parois qui nous intéressent (supérieures au micron), l'énergie d'échange est négligeable. De 1 à 10 microns, le terme d'origine magnétostatique est prépondérant.

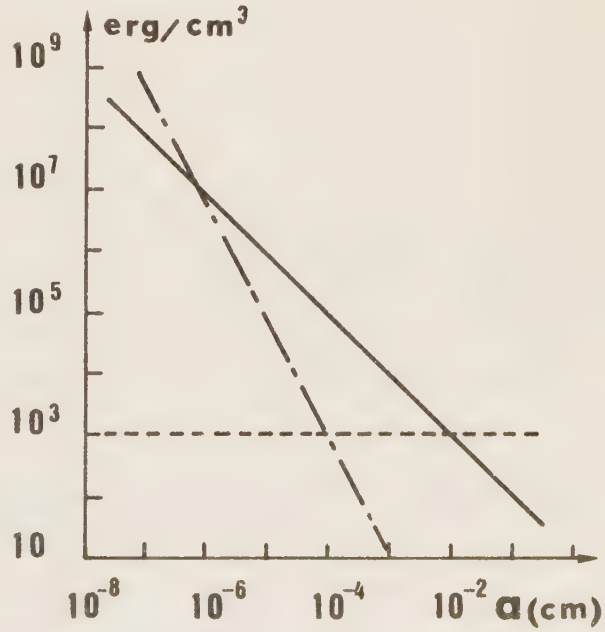


FIGURE 49 - Permalloy $M = 800$ Gauss, $K = 1\,500$ erg/cm³, $A = 10^{-6}$ erg/cm, $t = 400$ Å

De l'expression exacte de a, avec $H_K = 2K/M$,

$$a = H_K \cos 2\phi \cdot \frac{R}{H_o} + \sqrt{\left(H_K \cos 2\phi \cdot \frac{R}{H_o}\right)^2 + 24\,Mt \cdot \frac{R}{H_o}} \qquad (159)$$

on ne retient alors que :

$$a \simeq a_m = \sqrt{24\,Mt} \cdot \sqrt{\frac{R}{H_o}} \qquad (160)$$

L'approximation supérieure consistera à apporter une correction due à l'énergie d'anisotropie :

$$a^2 - 2\,H_K \cdot \cos 2\phi \cdot \frac{R}{H_o} \cdot a_m - a_m^2 \neq 0$$

$$a \neq a_m + H_K \cos 2\phi \cdot \frac{R}{H_o}$$

$$a \neq \sqrt{24\,Mt} \cdot \sqrt{\frac{R}{H_o}} + H_K \cos 2\phi \cdot \frac{R}{H_o} \qquad (161)$$

Si, pour certains matériaux, l'énergie d'anisotropie est la plus importante :

$$a \neq a_K = 2\,H_K \cos 2\phi \cdot \frac{R}{H_o} \qquad (162)$$

Nous avions obtenu directement ce résultat, dans le cas $\phi = \frac{\pi}{2}$ (40) en ne tenant compte que des couples dus au champ extérieur et au champ d'anisotropie.

La condition $a >> t$ appliquée à a_m (160) donne :

$$\frac{R}{H_o} >> \frac{t}{24\,M} \qquad (163)$$

Rapprochant (163) et (158), nous voyons que la valeur du rapport R/H_o détermine la gamme d'épaisseur :

$$R/H_o >> \frac{t}{24\,M} \rightarrow a >> t$$

$$R/H_o << \frac{t}{8\,\pi\,M} \simeq \frac{t}{24\,M} \rightarrow a << t$$

Pour résumer cette discussion, nous avons constaté que, lors de l'application d'un champ H_o normalement au film, c'est la valeur du rapport H_o/R, lié directement à la projection de H_o dans le plan du film, qui fixe le comportement de la paroi. Si l'énergie magnétostatique est prépondérante, la largeur de paroi est proportionnelle à $\sqrt{\frac{R}{H_o}}$ alors que, si l'énergie d'anisotropie l'emporte, elle est proportionnelle à $\frac{R}{H_o}$.

On vérifie immédiatement que, dans tous les cas, la dérivée seconde de l'énergie est essentiellement positive :

$$\frac{\partial^2 W_{total}}{\partial a^2} > 0$$

assurant ainsi la stabilité de l'équilibre.

CHAPITRE 4

PROBLEMES DIVERS LIES AUX PAROIS SYMETRIQUES

III.4.1 - PAROIS SYMETRIQUES A ANGLE $2\theta_m$

Nous évaluons l'énergie des parois symétriques dans lesquelles la direction de l'aimantation tourne d'un angle $2\theta_m < 180°$ (figure 50) ; nous nous limitons au cas $a >> t$.

Energie magnétostatique

Conservant l'hypothèse de la distribution radiale de l'aimantation, la largeur de la paroi $2\theta_m$ est reliée à celle de la paroi à 180° par :

$$a_m = a \sin \theta_m \qquad (164)$$

La direction de l'aimantation est repérée par $\theta(x)$ tel que :

$$\sin \theta = \frac{2x}{a_m} \cdot \sin \theta_m \qquad (165)$$

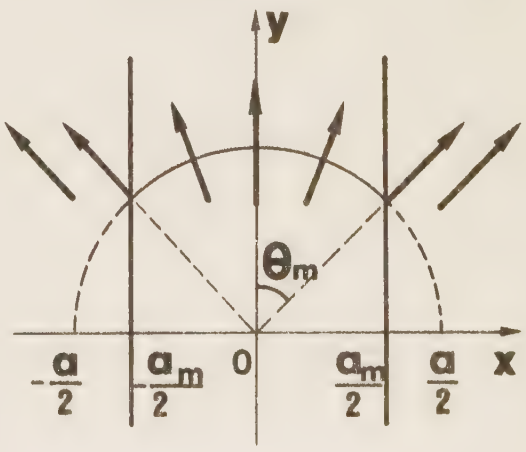


FIGURE 50 - PAROI SYMETRIQUE A ANGLE $2\theta_m$

La charge magnétique de la paroi a pour valeur $(- 2\ M.\sin\theta_m)$. Reprenant, avec ces données, les intégrations (115), (124 a) et (124 b), on obtient une énergie magnétostatique totale :

$$\left[(W_m)_{\text{total}}\right]_{2\theta_m} = \left[(W_m)_{\text{total}}\right]_{180°} \times \sin^2\theta_m \qquad (166)$$

$\left[(W_m)_{\text{total}}\right]_{180°}$: énergie d'une paroi à 180° de largeur a_m.

Décomposant $\vec{M}$ en $M// = M\cos\theta$ et $M\perp = M\sin\theta$, on retrouve directement ce résultat en remplaçant $\vec{M}$ par $M\perp$ dans l'expression de l'énergie magnétostatique.

Energie du champ extérieur

Il en est de même dans le calcul de l'énergie apportée par le champ extérieur ; cette énergie devient :

$$\left[W_M\right]_{2\theta_m} = \left[W_H\right]_{180°} \times \sin\theta_m \qquad (167)$$

$\left[W_H\right]_{180°}$: énergie pour une paroi à 180° de largeur a_m.

Energie d'anisotropie

L'énergie d'anisotropie donnée par :

$$\left[W_K\right]_{2\theta_m} = 2\int_0^{\frac{a}{2}_m} K\sin^2\left[\phi - \theta\ (x)\right] dx + 2\int_{\frac{a}{2}_m}^{\frac{b}{2}} K\sin^2\ (\phi - \theta_m)\ dx$$

est égale à :

$$\left[W_K\right]_{2\theta_m} = K\ a_m\left[-\frac{2}{3}\cos 2\phi\sin^2\theta_m + \frac{1}{2}\sin 2\phi\sin 2\theta_m\right] + K\ b\sin^2\ (\phi - \theta_m) \qquad (168)$$

Dans le cas particulier où $\phi = 0$ (ϕ : angle de l'axe de facile aimantation avec la direction de la paroi) la symétrie du problème est complète. Alors :

$$\left[W_K\right]_{2\theta_m} = \left[W_K\right]_{180°} \times \sin^2\theta_m \qquad (169)$$

$\left[W_K\right]_{180°}$: énergie d'une paroi à 180° de largeur a_m.

Energie d'échange

Si l'on conserve, dans l'évaluation de l'énergie d'échange, l'approximation linéaire :

$$\theta\ (x) = \frac{2\ \theta_m}{a_m}\ .\ x$$

$$W_A \simeq \int_{-\frac{a_m}{2}}^{\frac{a_m}{2}} \left[\frac{d}{dx}\left(\frac{2\ \theta_m}{a_m}\ .\ x\right)\right]^2 dx = \frac{4\ \theta_m^{\ 2}}{a_m}$$

$$\left[W_A\right]_{2\theta_m} = \left[W_A\right]_{180°} \times \left(\frac{2\,\theta_m}{\pi}\right)^2 \qquad (170)$$

$\left[W_A\right]_{180°}$: énergie d'échange d'une paroi à 180° de largeur a_m.

On peut obtenir une paroi symétrique à angle $2\,\theta_m < 180°$ de deux façons différentes :

- en appliquant à la lame plissée un champ normal insuffisant pour assurer l'alignement rigoureux de l'aimantation sur les flancs d'un pli (parallèle à l'axe de facile aimantation) ;

- en appliquant, parallèlement à l'aimantation au centre d'une paroi symétrique à 180° un champ magnétique qui entraînera une rotation partielle symétrique de l'aimantation dans les domaines.

III.4.2 - PAROIS SYMETRIQUES VOISINES

Nous avons supposé, dans le calcul de l'énergie magnétostatique, l'existence de masses magnétiques d'un signe donné accumulées dans la paroi, sans tenir compte des masses de signe opposé qui leurs sont nécessairement associées. Dès que l'on se rapporte au problème concret, la condition de neutralité magnétique est automatiquement satisfaite ; les domaines de part et d'autre de la paroi ont des dimensions finies et des masses magnétiques sont localisées au voisinage d'inhomogénéités magnétiques ou réparties pour une variation continue de la direction de $\vec{M}$. Pour les parois isolées telles que nous les avons définies ($b > 5\,a$), les charges de signe opposé à celles de la paroi sont assez éloignées pour que leur influence puisse être négligée.

Tout changement d'orientation de $\vec{M}$ entraîne une fermeture partielle de flux et donc une diminution d'énergie magnétostatique. On obtient un ordre de grandeur de cet effet en considérant l'énergie d'intéraction W_i de deux parois symétriques identiques, distantes de d, que l'on supposera, pour simplifier le calcul, dans le même plan (figure 51).

Le champ créé par l'une des parois en tous points de la paroi voisine est donné par :

$$H'_m(x) = \mp 4\pi M - \frac{2\,Mt}{a}\left|2\,\eta\,\mathrm{Arctg}\,\eta - \mathrm{Log}\,(1+\eta^2)\right|_{\eta=\frac{1}{t}(2x-a)}^{\eta=\frac{1}{t}(2x+a)} \qquad (117)$$

d étant la distance entre les axes de symétrie des deux parois voisines, l'énergie d'intéraction est donnée par :

$$W_i = -\int_{d-\frac{a}{2}}^{d+\frac{a}{2}} H'_m(x)\,.\,M\,.\,\sin\left[\theta\,(x-d)\right]\,.\,dx$$

Avec une distribution radiale de l'aimantation,

$$W_i = \frac{2M}{a}\int_{d-\frac{a}{2}}^{d+\frac{a}{2}} H'_m(x)\,.\,(x-d)\,dx \qquad (171)$$

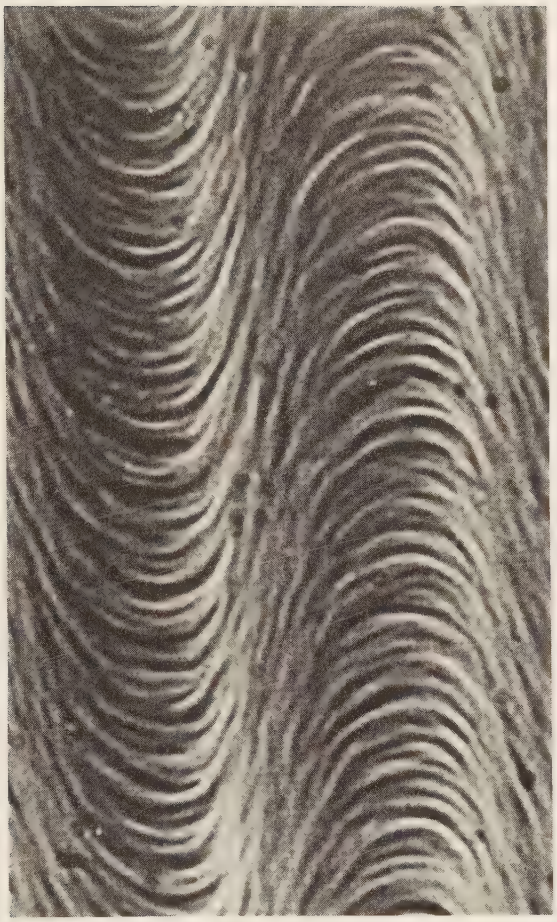


FIGURE 51

En se limitant au cas $a >> t$, l'intégration donne :

$$W_i = 4\ M^2\ t \left[1 - \frac{d^2}{a^2} \text{Log} \left(1 - \frac{a^2}{d^2}\right) - \frac{d}{a} \text{Log} \frac{1 + a/d}{1 - a/d}\right] \qquad (172)$$

La variation de W_i en fonction de d/a est représentée sur la figure 52

W_i décroît de $4\ M^2\ t\ [1 - 2\ \text{Log}\ 2]$ pour $\frac{d}{a} = 1$ à 0 lorsque $\frac{d}{a} \to \infty$.

L'expression (172) de l'énergie d'intéraction n'est qu'une approximation. On a utilisé la même distribution d'aimantation, donc de charges, pour deux parois voisines et pour ces parois isolées alors que leur rapprochement modifie ces répartitions ; d'autre part, on n'a pas tenu compte de la courbure de la lame. Cependant, on obtient ainsi un ordre de grandeur de la diminution d'énergie magnétostatique d'une paroi symétrique non isolée. Au niveau de l'équation aux dérivées (149),

la contribution de l'énergie magnétostatique : $\frac{\partial W_m}{\partial a} = - \frac{4\ M^2\ t}{a}$ serait modifiée d'une quantité :

$$\frac{\partial W_i}{\partial a} = 4\ M^2\ t \left[2\ \frac{d^2}{a^2}\ \text{Log}\ \left(1 - \frac{a^2}{d^2}\right) + \frac{d}{a}\ \text{Log}\ \frac{1 + a/d}{1 - a/d} \right] \qquad (173)$$

correspondant au centième pour $d/a = 5$.

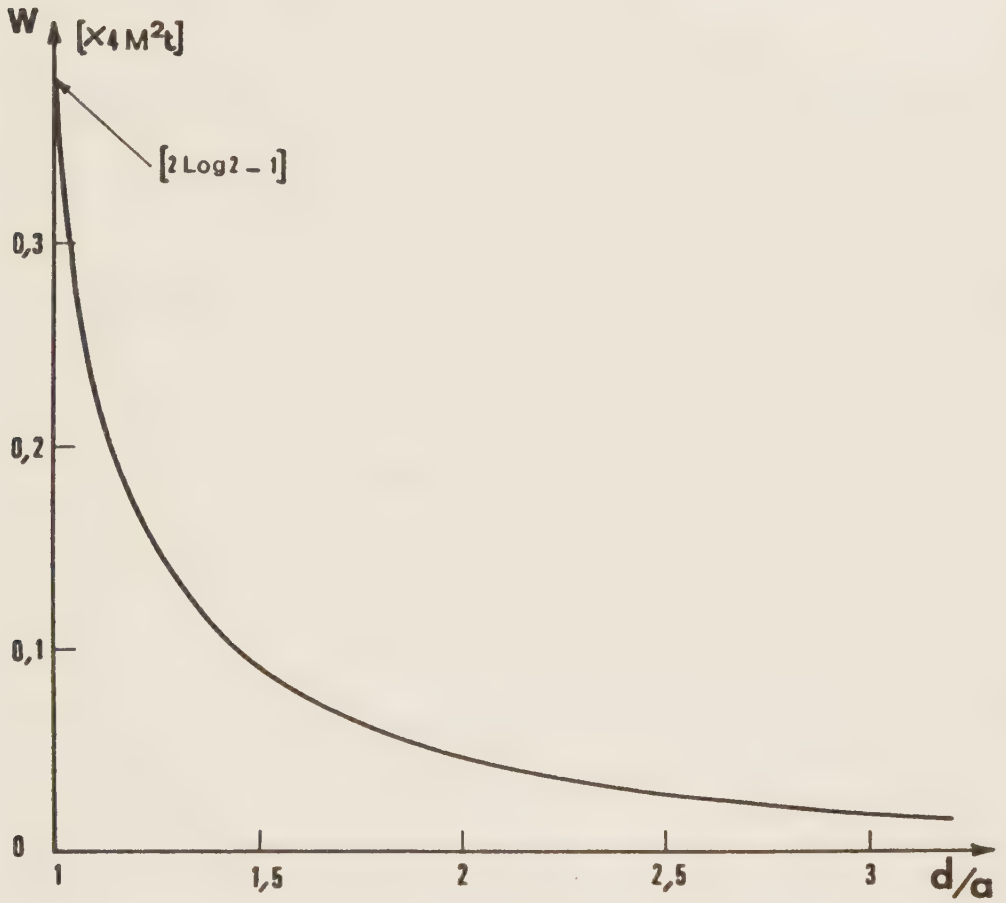


FIGURE 52 - ENERGIE D'INTERACTION DE DEUX PAROIS SYMETRIQUES VOISINES, EN FONCTION DE LEUR DISTANCE REDUITE d/a

Les deux configurations représentées sur la figure 53 sont possibles ; il leur correspond la même charge en volume et donc la même énergie magnétostatique ; des considérations de symétrie permettent de leur attribuer la même énergie d'anisotropie et d'échange. La fermeture de flux dans la direction de la paroi est négligeable puisqu'il s'agit d'une grande dimension du film. Les deux répartitions sont donc équivalentes ;

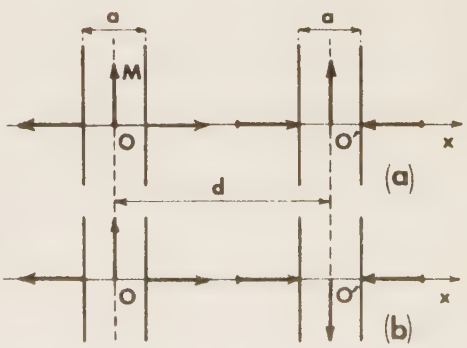


FIGURE 53

en fait, la ligne de crête des plis n'est jamais parfaitement horizontale et de là provient la disposition effectivement rencontrée.

III.4.3 - PAROI A 360°, PAROIS MULTIPLES

On considère une paroi à 360° constituée par la juxtaposition de deux parois symétriques à 180° et on calcule son énergie.

L'énergie magnétostatique d'un tel système comprend l'énergie des parois isolées dont on retranche l'énergie d'intéraction :

$$(W_m)_{360°} = 2\ (W_m)_{180°} - W_i \qquad (174)$$

En se limitant au cas où les largeurs de paroi sont grandes comparées à l'épaisseur de la lame ($a >> t$), on utilise, pour W_m, les premiers termes du développement de l'expression (128) en $\frac{t}{a}$:

$$(W_m)_{180°} \simeq 4\ M^2\ t \left[\frac{3}{2} - \text{Log}\ 2a + B\right]$$

Avec la valeur limite de W_i (172) dans le cas où $\frac{d}{a} \to 1$,

$$W_i = 4\ M^2\ t\ [1 - 2\ \text{Log}\ 2]$$

$$(W_m)_{360°} = 8\ M^2\ t\ [1 - \text{Log}\ a + B] \qquad (175)$$

L'énergie d'anisotropie de la paroi à 360° est le double de celle d'une paroi à 180° (141), soit dans le cas où $\phi = \frac{\pi}{2}$:

$$(W_K)_{360°} = \frac{4\ K\ a}{3} + C \qquad (176)$$

et l'énergie totale (en négligeant l'énergie d'échange) devient, avec la valeur optimale de a (153) :

$$(W)_{360°} = 8\ M^2\ t \left[2 - \text{Log}\ \frac{6\ M^2\ t}{K} + D\right] \qquad (177)$$

B, C, D regroupent les termes dépendant de b.

Si on envisage maintenant une répartition périodique de parois symétriques, ou "parois multiples", comme répétition d'un motif constitué par une paroi à 360°, l'énergie d'intéraction ne se limite pas aux parois les plus proches voisines et on aura une énergie magnétostatique, par longueur d'onde, plus faible que celle d'une paroi à 360°. A cette diminution d'énergie est associé un élargissement des parois : $\lambda > 2\ a$, soit :

$$\lambda > \frac{12\ M^2\ t}{K} \qquad (178)$$

JONES et MIDDLETON |81| ont obtenu, par un calcul direct basé sur un modèle d'aimantation différent du notre, une valeur optimale de la longueur d'onde :

$$\lambda = \frac{2\ \pi^2\ M^2\ t}{K} \qquad (179)$$

Une telle configuration d'aimantation n'a jamais été observée expérimentalement.

Une variation périodique de la direction de $\vec{M}$ avec une amplitude angulaire inférieure à 180° constituerait des "ripples" transverses ; il a été démontré que lorsque l'échantillon présentait des inhomogénéités diverses et importantes (variation de la direction d'anisotropie, contraintes mécaniques, grosseur des grains ...), les "ripples" longitudinaux étaient les seuls à s'établir, leur énergie magnétostatique étant nettement inférieure à celle des "ripples" transverses.

Q U A T R I E M E P A R T I E

ETUDE EXPERIMENTALE DES PAROIS SYMETRIQUES

CHAPITRE 1 : CARACTERISTIQUES DES ECHANTILLONS ETUDIES

CHAPITRE 2 : LARGEUR DES PAROIS SYMETRIQUES

CHAPITRE 3 : INVERSION DES PAROIS SYMETRIQUES

CHAPITRE 4 : APPLICATIONS DE LA MICROSCOPIE DE LORENTZ EN CHAMP PERPENDICULAIRE

C H A P I T R E 1

CARACTERISTIQUES DES ECHANTILLONS ETUDIES

Notre étude expérimentale a porté sur des échantillons de Nickel - Fer obtenus par sublimation à partir de Nickel (99,9999) et de fer (99,99). Nous les classons en trois séries suivant leurs conditions de préparation.

	Composition Ni - Fe	Température de dépôt
Série I	82 - 18	350°C
Série II	82 - 18	450°C
Série III	88 - 12	350°C

Les dépôts étaient effectués sur des surfaces de Na Cl fraichement clivées (plans 100) en présence d'un champ magnétique de 250 Oe orienté dans le plan du support ; la vitesse de condensation était de 2 Å/s environ. L'observation des couches en fluorescence X et à la microsonde permit de mesurer leur épaisseur et leur composition ; la variation relative de composition ne dépassait pas 1 % pour la surface totale de l'échantillon (8 mm × 8 mm).

Les valeurs du champ d'anisotropie et du champ coercitif, déterminées à partir des cycles d'hystérésis sont indiquées sur les figures 54 et 55 ; elles sont connues avec une incertitude de l'ordre de 10 %.

Les valeurs obtenues sont plus élevées que celles habituellement indiquées pour le permalloy mais cette différence peut s'expliquer par la nature cristalline du support et par le mode de dépôt ; les résultats figurant dans la littérature concernent le plus souvent des lames déposées,sur une surface de verre poli, par évaporation ou par voie électro-chimique ; de plus, ils présentent une très grande dispersion suivant les techniques de mesure.

L'allure de la variation du champ coercitif en fonction de l'épaisseur est suggérée par les lignes discontinues de la figure 55 ; elle correspond aux résultats signalés par MIDDELHOECK |25|. Au-dessous de l'épaisseur de transition entre parois de Néel et parois de Bloch, la croissance de H_C lorsque l'épaisseur t décroit est conforme à la loi de Néel :

$$H_C = \frac{C^{te}}{t^{4/3}} \qquad (49)$$

Pour les épaisseurs, dites de transition, où apparaissent les cross-ties et les parois de Néel, la largeur des parois croît et leur densité d'énergie diminue, entrainant une diminution de H_C ; il est donc normal de trouver un maximum de H_C au voisinage de l'épaisseur de transition : 600 Å environ pour les lames des séries I et II (composition 82-18) et 800 Å pour celles de la série III (88-12).

Pour les diverses manipulations, chaque échantillon de (8 mm × 8 mm) était divisé en deux parties égales ; une moitié était utilisée pour l'étude des cycles d'hystérésis tandis que l'autre moitié, découpée en six parcelles recueillies sur des grilles-support en cuivre (Ø 3 mm) fournissait le matériel de l'étude en microscopie de Lorentz.

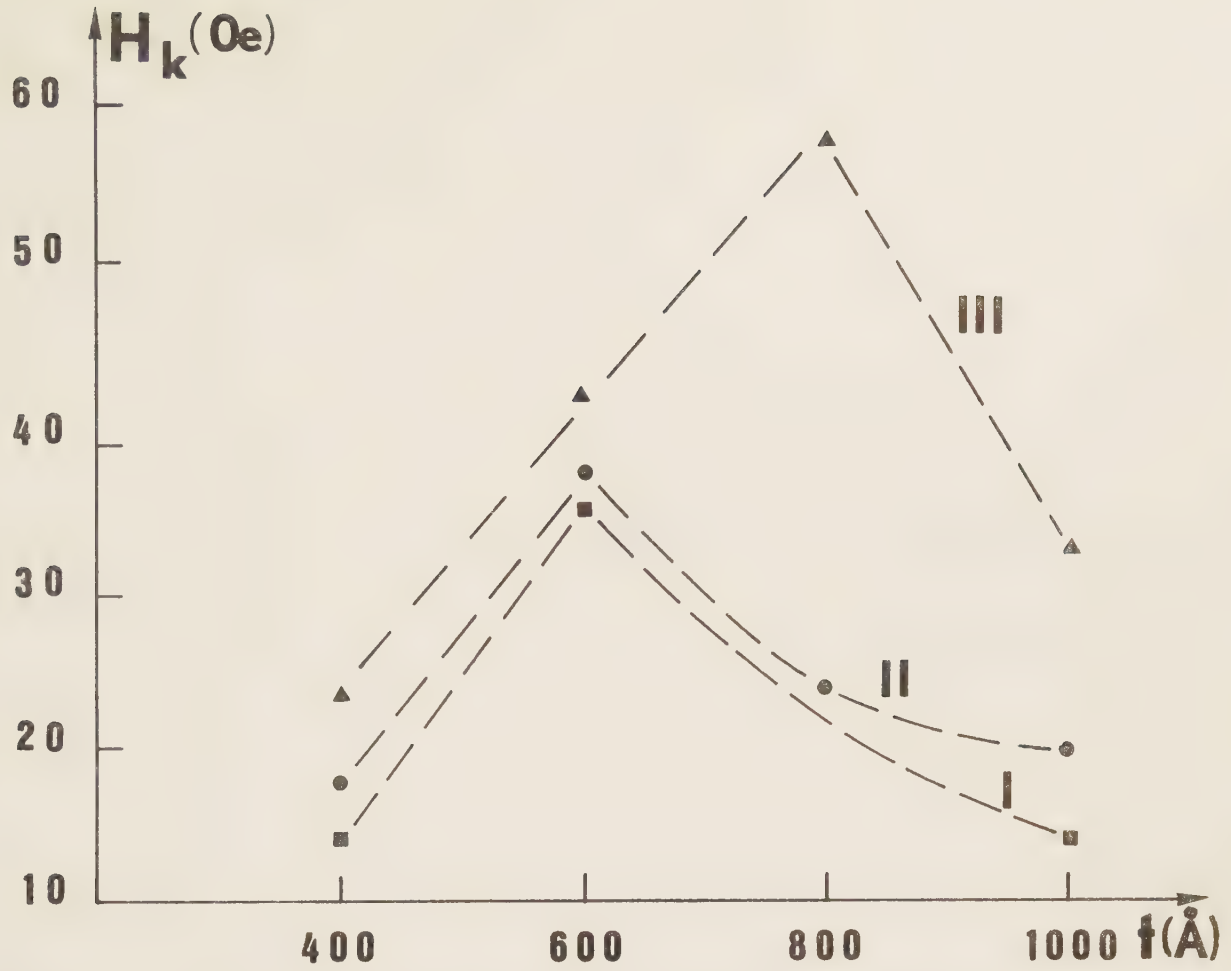


FIGURE 54 - CHAMP D'ANISOTROPIE DE LAMES DE PERMALLOY DEPOSEES PAR SUBLIMATION SUR UN PLAN (100) DE CLIVAGE NaCℓ

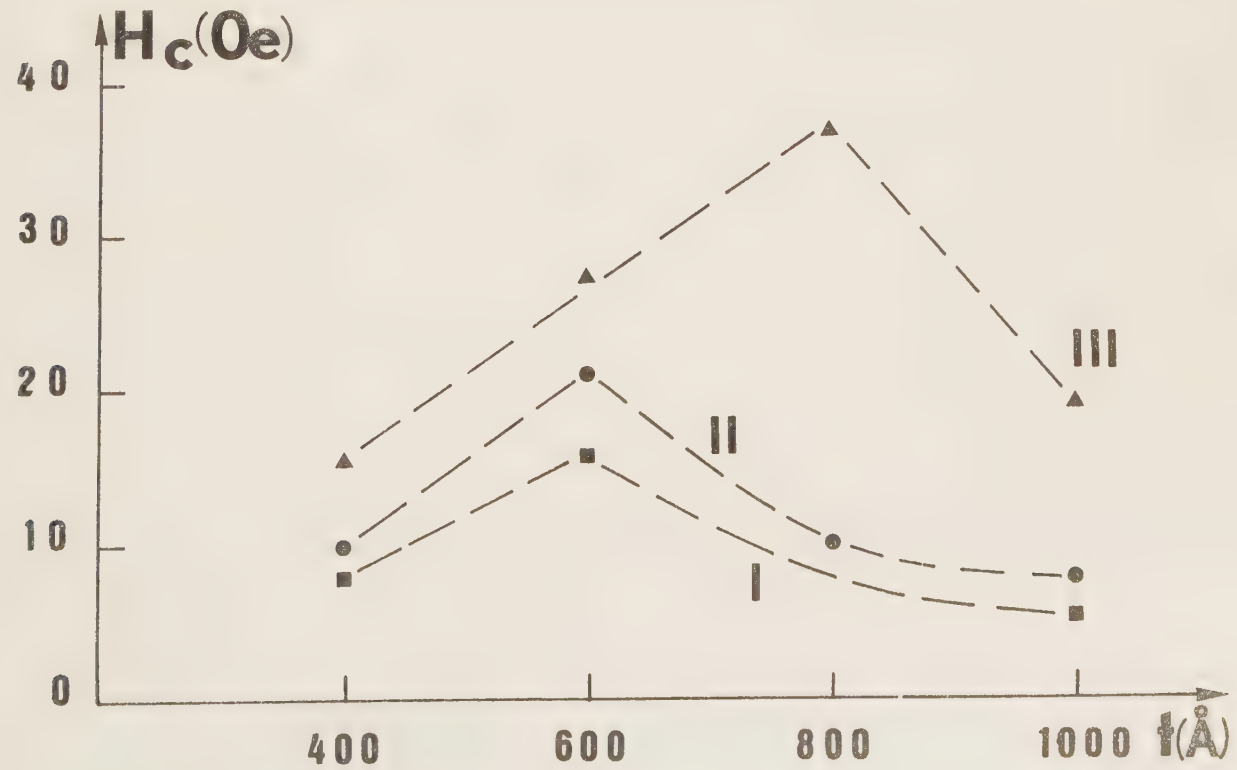


FIGURE 55 - CHAMP COERCITIF DE CES LAMES, EN FONCTION DE L'EPAISSEUR

CHAPITRE 2

LARGEUR DES PAROIS SYMETRIQUES

IV.2.1 - CONTRASTE ASSOCIE A UNE PAROI SYMETRIQUE EN MICROSCOPIE DE LORENTZ

Si (x, y) et (X, Y) sont les coordonnées d'un point du plan de l'échantillon et de son image dans le plan d'observation, ces deux plans étant distants de Z (distance de défocalisation), la loi de transformation

$$(x, y) \rightarrow (X, Y)$$

est donnée par les relations (90) et (91) :

$$X = x + Z\ \alpha_x\ (x, y) \qquad (90)$$

$$Y = y + Z\ \alpha_y\ (x, y) \qquad (91)$$

Les déviations angulaires α sont indiquées en (88). Pour une lame de permalloy d'épaisseur 1 000 Å, la déviation d'électrons accélérés sous 100 kV a pour valeur :

$$\alpha = \frac{4\pi\ t}{C} \left(\frac{e}{2mV}\right)^{1/2} . M \simeq 10^{-4} \text{ Radians}$$

Le contraste d'intensité électronique précédemment calculé (94) a pour expression, dans le cas d'une distribution d'aimantation à une dimension :

$$\frac{I(X)}{I_o} = \left(1 + \frac{Z\,\alpha}{M} \cdot \frac{\partial M_y}{\partial x}\right)^{-1}$$

I_o : intensité uniforme atteignant l'échantillon.

Avec le modèle d'aimantation adopté (108), (110),

$\vec{M}$	$x < -\frac{a}{2}$	$-\frac{a}{2} \leq x \leq \frac{a}{2}$	$x > \frac{a}{2}$
M_x	$-M$	$M \sin\theta$ } avec	M
M_y	0	$M \cos\theta$ $\sin\theta = \frac{2x}{a}$	0
M_z	0	0	0

les électrons, après traversée des domaines, ne présentent aucun contraste tandis que, pour ceux passant dans la paroi, l'intensité relative sera :

$$\frac{I(X)}{I_o} = \left(1 - \frac{2Z\alpha}{a} \cdot \frac{2x}{\sqrt{a^2 - 4x^2}}\right)^{-1}$$

En introduisant les paramètres :

$$\zeta = \frac{a}{2\alpha}$$

représentant la distance à l'objet du point de convergence des trajectoires électroniques passant en $x = \pm \frac{a}{2}$

et $\xi = \frac{2x}{a}$

l'abscisse réduite dans le plan de l'échantillon,

$$\frac{I(X)}{I_o} = \left(1 - \frac{Z}{\zeta} \cdot \frac{\xi}{\sqrt{1 - \xi^2}}\right)^{-1} \qquad (180)$$

La figure 56 représente la variation de l'intensité relative $I(U)/I_o$ en fonction de ξ pour différentes valeurs du paramètre de défocalisation :

$$\mathcal{R} = \frac{Z\,\alpha}{a} = \frac{Z}{2\zeta}$$

Pour une paroi symétrique de largeur 5µ observée dans une lame de permalloy d'épaisseur 1 000 Å,

$$\mathcal{R} \simeq 0{,}02\ Z\ (\text{mm})$$

$U = \frac{2X}{a}$ représente l'abscisse réduite dans le plan d'observation. Elle est reliée à ξ et ζ par :

$$U = \xi + \frac{Z}{\zeta}\sqrt{1 - \xi^2}$$

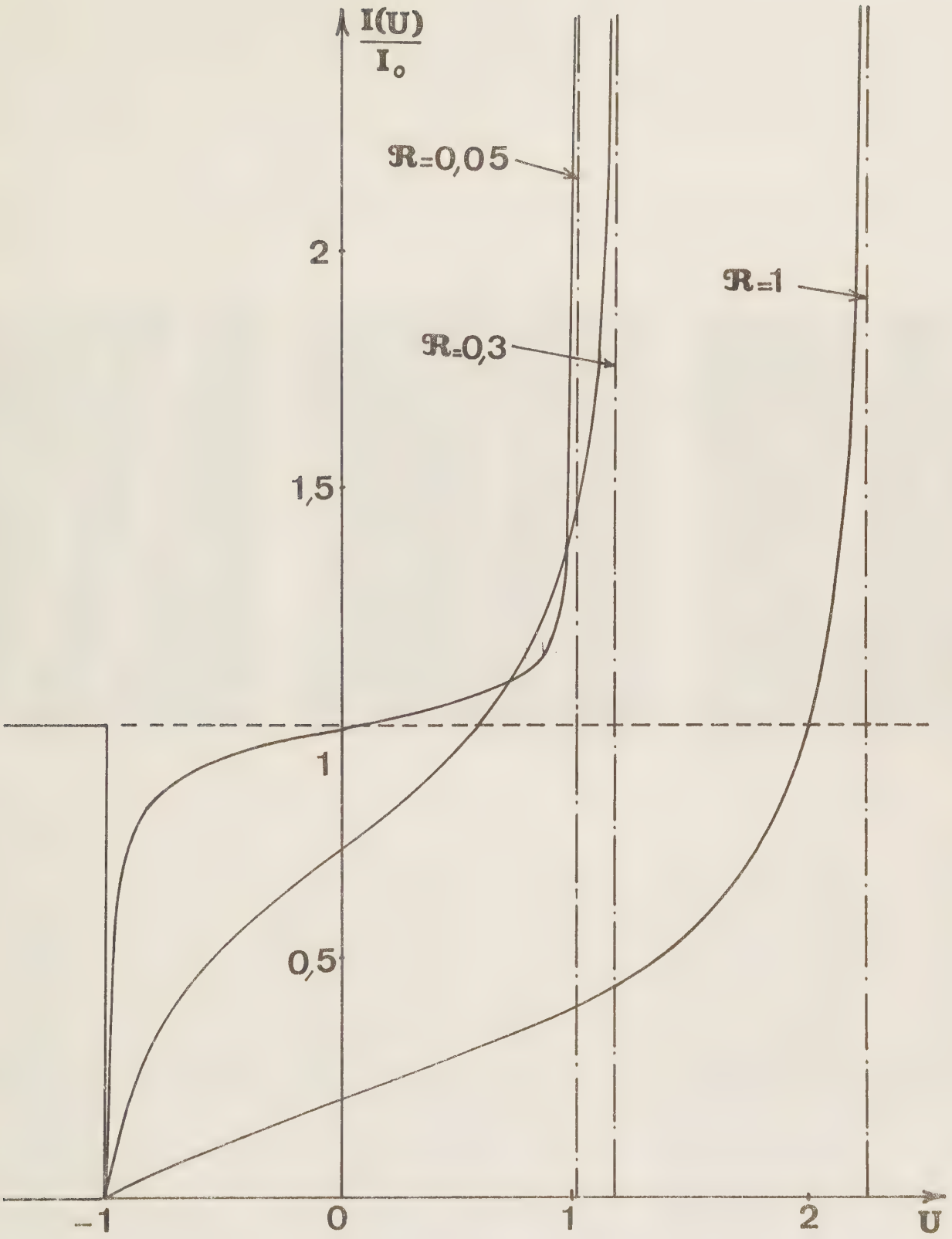
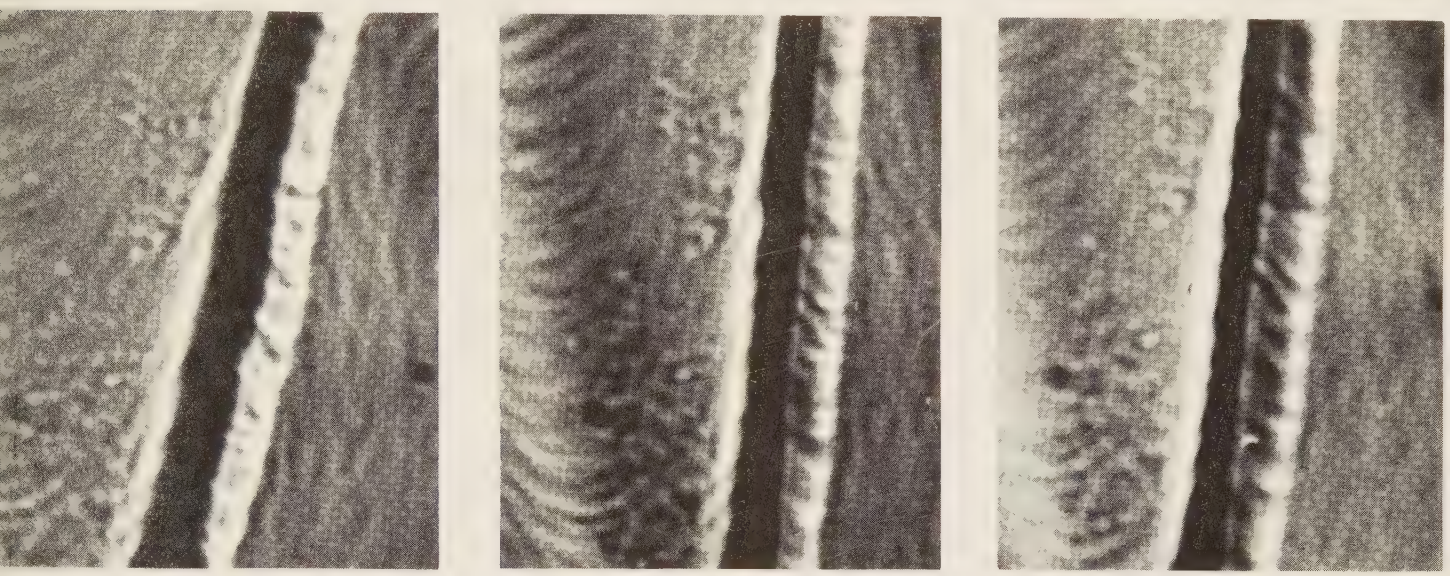
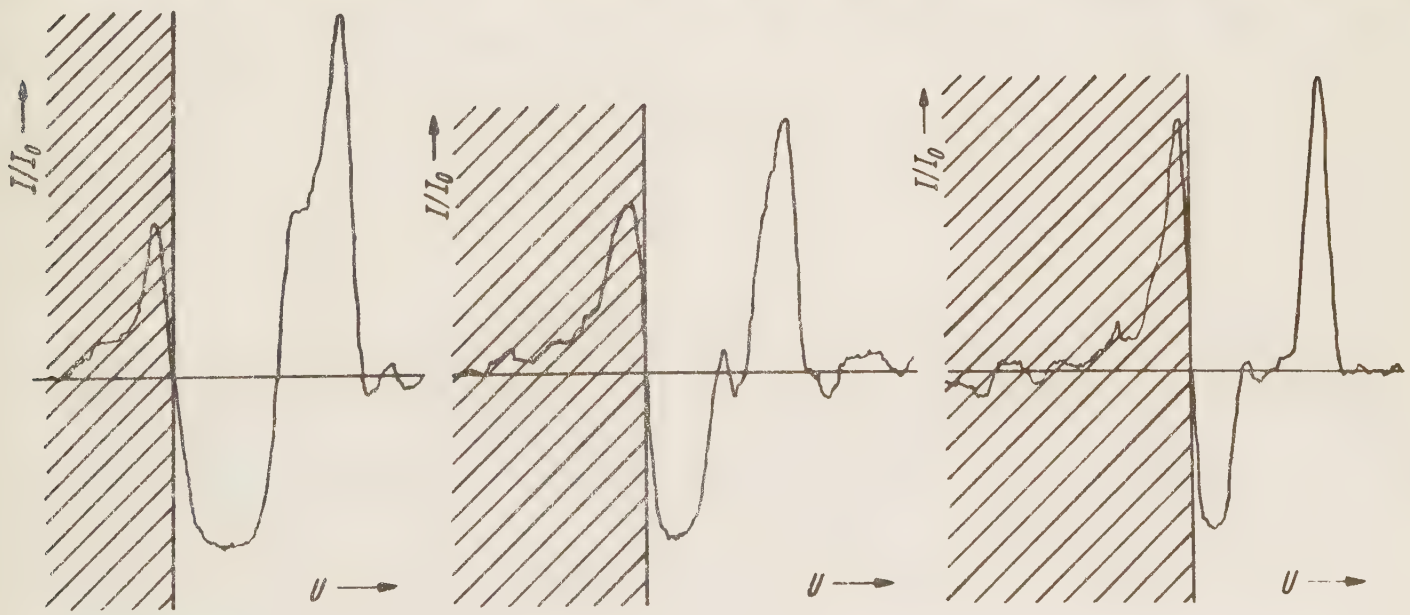


FIGURE 56 - CONTRASTE THEORIQUE D'UNE PAROI SYMETRIQUE

Il apparait immédiatement (180) que, pour des images focalisées (Z = 0), le contraste est nul. Pour des valeurs faibles de défocalisation (Z < 1 mm), la largeur de l'image de la paroi, dans le plan d'observation, est très voisine de sa valeur réelle. En se plaçant dans ces conditions et en exploitant, associé au contraste propre de la paroi, le contraste des "ripples", on peut procéder à une mesure directe de la largeur de paroi.

La figure 57 présente le contraste de l'image d'une paroi symétrique obtenu pour des défocalisations décroissant de gauche à droite.





(a) (b) (c)

FIGURE 57

57 a	Z ≃ 25 mm	$\mathcal{R} \simeq 0,5$
57 b	Z ≃ 15 mm	$\mathcal{R} \simeq 0,3$
57 c	Z ≃ 5 mm	$\mathcal{R} \simeq 0,1$

Les valeurs de la défocalisation utilisée pour obtenir ces images (5 à 25 mm) sont trop élevées pour permettre une détermination directe de la largeur de paroi à partir des micrographies ; la présence de "ripples" permet de travailler à faible défocalisation et simplifie la mesure de "a". Dans le cas d'images dépourvues de "ripples", la largeur de paroi est obtenue en comparant à un profil théorique d'intensité électronique (figure 56) le résultat de l'analyse densitométrique de la micrographie (figure 57).

IV.2.2 - CONTRASTE ASSOCIE AUX FLUCTUATIONS D'AIMANTATION (RIPPLES) A L'INTERIEUR DE LA PAROI

Du fait principalement des variations locales d'anisotropie, de légères fluctuations, quasi-périodiques, d'amplitude $\Delta\theta$ et de période λ affectent la direction de l'aimantation.

Pour une direction moyenne correspondant à une distribution radiale (108), la direction locale de l'aimantation est repérée par l'angle :

$$\theta\ (x,\ y) = \theta\ (x) - \Delta\theta\ .\ \sin \frac{2\pi}{\lambda} \left[y - \frac{1}{2}\ (a^2 - 4x^2)^{1/2} \right] \qquad (181)$$

La déviation du faisceau d'électrons (88) aura pour expression :

$$\alpha_x = \frac{\alpha}{a} \left\{ (a^2 - 4x^2)^{1/2} + \Delta\theta\ .\ 2x \sin \frac{2\pi}{\lambda} \left[y - \frac{1}{2}\ (a^2 - 4x^2)^{1/2} \right] \right\} \qquad (181')$$

$$\alpha_y = - \frac{\alpha}{a} \left\{ 2x - \Delta\theta\ .\ (a^2 - 4x^2)^{1/2}\ .\ \sin \frac{2\pi}{\lambda} \left[y - \frac{1}{2}\ (a^2 - 4x^2)^{1/2} \right] \right\} \qquad (181'')$$

ceci en négligeant les termes en $\Delta\theta^2$

Il en résulte un contraste :

$$\frac{I(X,Y)}{I_o} = \left\{ 1 + 4\mathcal{R}x\ (a^2 - 4x^2)^{1/2} - \frac{2\pi\mathcal{R}}{\lambda} .\Delta\theta.\ a^2\ (a^2 - 4x^2)^{1/2} .\ \cos \frac{2\pi}{\lambda} \left[y - \frac{1}{2}(a^2 - 4x^2)^{1/2} \right] \right\}^{-1} \qquad (182)$$

L'intensité électronique est modulée suivant l'axe des y par un terme d'amplitude proportionnelle à $\mathcal{R}$ et donc à la distance de défocalisation. L'image de la paroi symétrique se présente comme une succession de demi-couronnes alternativement claires et sombres, la direction moyenne de l'aimantation étant perpendiculaire en chaque point à ces figures de "ripples". Ce résultat confirmé par l'expérience est à l'origine de notre modèle de structure magnétique de la paroi.

Un recouvrement des "ripples" est observé (figure 58).

Il est lié au processus de formation de l'image de la paroi. La loi de transformation (90, 91) transforme un cercle de rayon a en un autre cercle de rayon $\frac{a}{2}\ (1 + 4a^2\mathcal{R}^2)^{1/2}$.

$$\begin{cases} x = \frac{a}{2} \sin\theta \\ y = \frac{a}{2} \cos\theta \end{cases} \longrightarrow \begin{cases} X = \frac{a}{2} \sin\theta - a\mathcal{R}\cos\theta \\ Y = \frac{a}{2} \cos\theta + a\mathcal{R}\sin\theta \end{cases}$$

La mesure de la zone de recouvrement fournit une évaluation de $\mathcal{R}$ et de la distance de défocalisation Z ; cet effet introduit une dissymétrie visible sur toutes les images de parois symétriques.

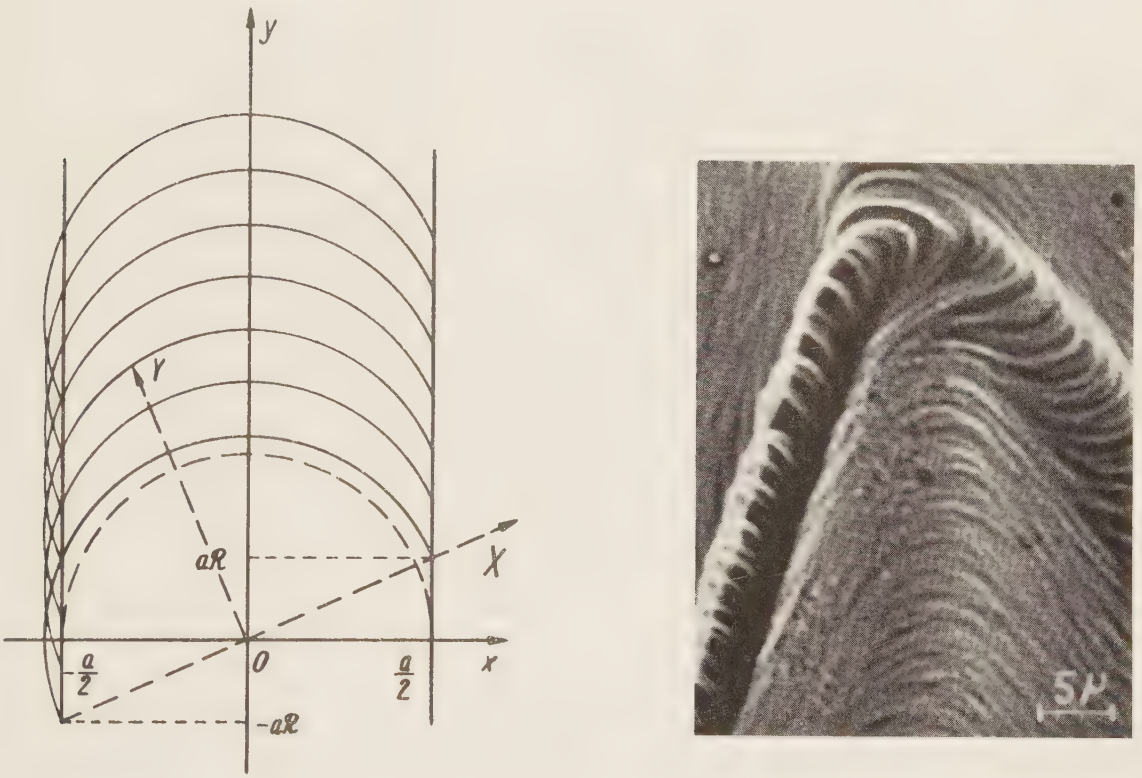


FIGURE 58 - RECOUVREMENT DES "RIPPLES"

IV.2.3 - LARGEUR DES PAROIS SYMETRIQUES EN FONCTION DU CHAMP APPLIQUE

La mesure des largeurs de parois est effectuée sur des agrandissements photographiques des micrographies. L'imprécision résulte principalement du manque de régularité des limites de la paroi ; la déformation inhérente au mode de formation de l'image est, pour de faibles défocalisations, négligeable. Le grandissement du microscope était étalonné à partir de l'image d'une réplique de réseau (600 traits/mm). Compte tenu de ces divers éléments, nous estimons l'incertitude relative sur la mesure de largeur de paroi à ± 5 %.

L'incertitude sur la mesure du champ magnétique (étalonnage des bobines au gauss-mètre, mesure de l'intensité du courant d'alimentation) était inférieure à ± 2,5 %.

Nous indiquons (figures 59 à 63) les résultats des mesures de largeur de paroi "a" en fonction du champ magnétique perpendiculaire H_o pour les échantillons suivants :

Figure	Série	Epaisseur
59	I [82 - 18 , 350°C]	400 Å
60	II [82 - 18 , 450°C]	400 Å
61	III [88 - 12 , 350°C]	400 Å
62	III [88 - 12 , 350°C]	600 Å
63	III [88 - 12 , 350°C]	800 Å

Afin de ne pas surcharger les figures, le tracé des bandes d'incertitude n'est effectué que pour quelques résultats.

En trait continu, nous représentons la courbe moyenne sur laquelle se situent les résultats expérimentaux correspondant à un rayon de courbure donné (résultats pour un pli ou plusieurs plis d'un même échantillon présentant des courbures voisines) ; les courbes en traits discontinus sont de la forme : $a = C \cdot H_o^{-1/2}$. La constante C est choisie de façon à ce que ces courbes s'adaptent le mieux aux résultats expérimentaux pour les faibles valeurs de a. On peut tirer, de C, une valeur approchée du rayon de courbure.

$$C \simeq (24\ M\ t\ R)^{1/2} \qquad (160)$$

A partir des courbes en $H_o^{-1/2}$ (traits discontinus), nous avons dans quelques cas seulement, représenté les zones de fluctuations de a (régions hachurées) dues à l'énergie d'anisotropie. La largeur de ces zones est tirée de l'expression corrigée de a :

$$a \simeq (24\ M\ t)^{1/2} \cdot \left(\frac{R}{H_o}\right)^{1/2} + H_K \cos 2\phi \cdot \frac{R}{H_o} \qquad (161)$$

Les écarts maxima sont obtenus pour $\phi = 0$ et $\phi = \frac{\pi}{2}$

$$\Delta a_{max} = \pm H_K \cdot \frac{R}{H_o}$$

La valeur de ϕ est très délicate à évaluer à partir des micrographies ; elle peut changer de façon appréciable le long de la paroi et la seule indication que nous puissions donner sur l'angle entre les directions de la paroi et de l'axe facile est sa proximité des valeurs 0, $\frac{\pi}{4}$ ou $\frac{\pi}{2}$. Expérience et théorie sont en accord quant au sens de la correction apportée par l'anisotropie à la variation en $H_o^{-1/2}$: Pour $\phi \simeq 0$, les courbes expérimentales se situent au-dessus de celle en $H_o^{-1/2}$ (figure 59, α, β, γ); pour $\phi \simeq \frac{\pi}{2}$ au contraire, les largeurs de paroi sont plus faibles et pour $\phi \simeq \frac{\pi}{4}$ voisines de celles données par la fonction $H_o^{-1/2}$.

Les valeurs des rayons de courbure, calculées comme indiqué ci-dessus, sont données avec une incertitude de 15 %. On peut regretter de ne pas disposer de détermination directe de cette grandeur et nous indiquerons, dans la conclusion de ce travail, comment nous espérons y parvenir.

Les échantillons des séries I et II sont caractérisés par une magnétostriction très faible. Il n'y a pas, de ce fait, de relation directe entre les directions de l'axe de facile aimantation et de la paroi ; on rencontre toutes les valeurs de ϕ de 0 à $\frac{\pi}{2}$.

La magnétostriction importante des couches de la série III entraîne une rotation locale de l'axe de facile aimantation ; on constate que, pour ces échantillons, ϕ est presque toujours compris entre $\frac{\pi}{4}$ et $\frac{\pi}{2}$.

Pour des épaisseurs croissantes (série III), les rayons de courbure des plis rencontrés sont de plus en plus grands et les plis permettant une mesure dans de bonnes conditions, de plus en plus rares.

Une irréversibilité partielle accompagne la phase initiale de formation des parois symétriques et l'on n'obtient un phénomène réversible et reproductible que pour une valeur minimale du champ appliqué $\left(\frac{H_o}{R} \simeq 2 \text{ Oe}/\mu\right)$; les résultats indiqués ont été obtenus dans ces conditions.

Il faut enfin remarquer que notre modèle de paroi "isolée" est d'autant mieux adapté que les parois réelles ont une largeur plus faible (c'est à dire pour les grandes valeurs de H_o).

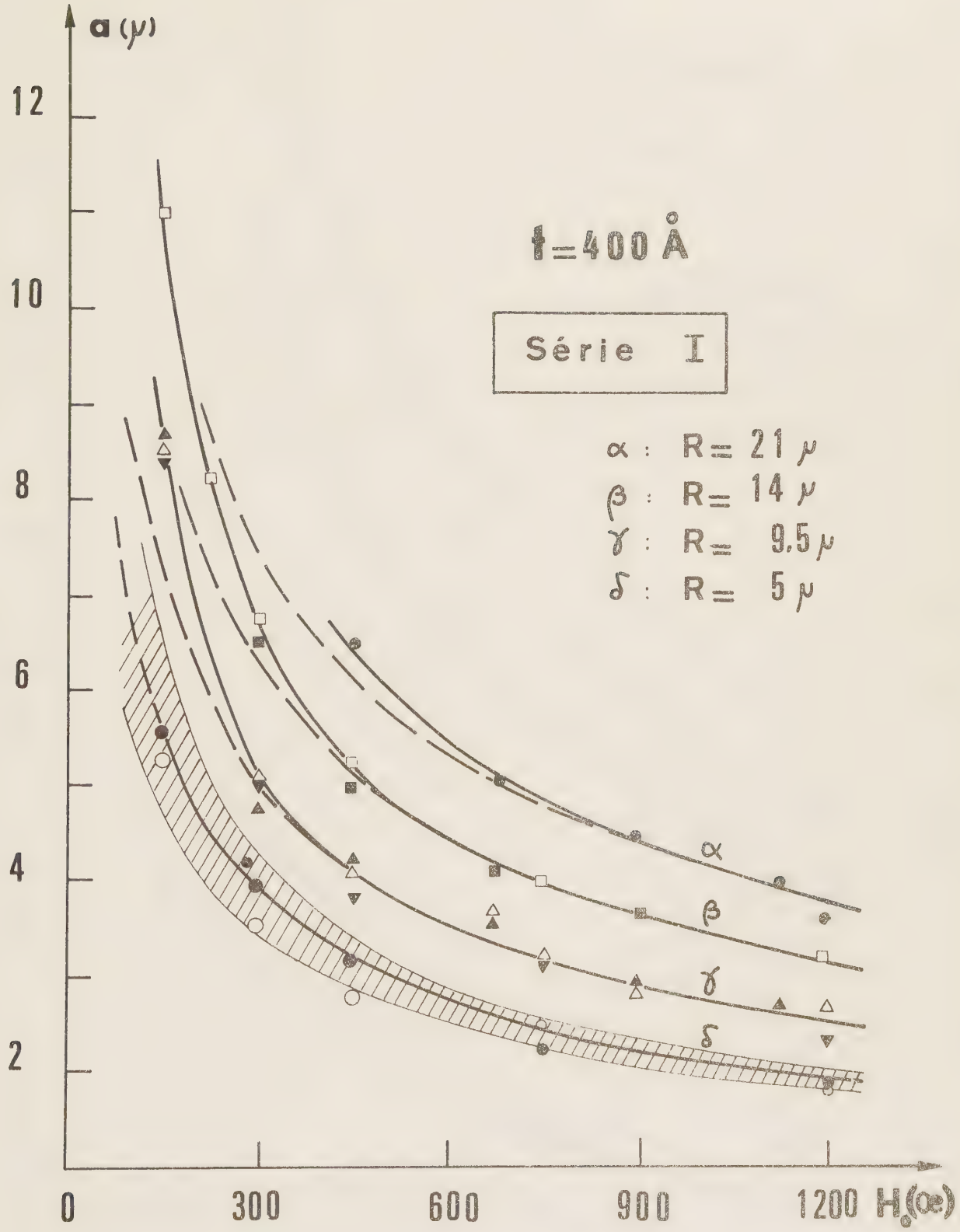

a (μ)
12
10
8
6
4
2
0
300
600
900
1200
H₀(Oe)
t=400 Å
Série I
α : R= 21 μ
β : R= 14 μ
γ : R= 9,5 μ
δ : R= 5 μ
α
β
γ
δ

FIGURE 59

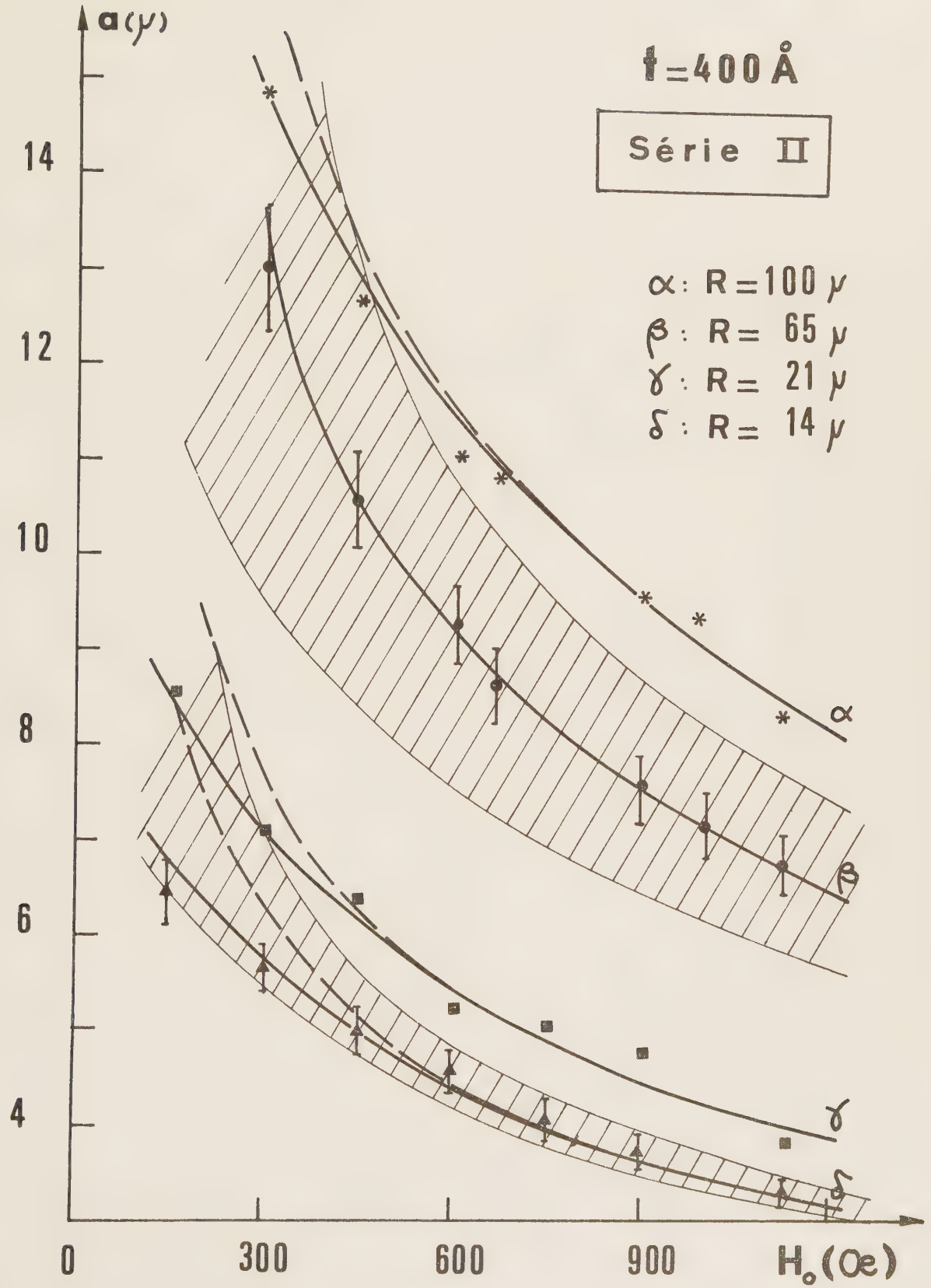

a(μ)
t=400 Å
Série II
α: R=100 μ
β: R= 65 μ
γ: R= 21 μ
δ: R= 14 μ
14
12
10
8
6
4
0
300
600
900
H₀(Oe)
α
β
γ
δ

FIGURE 60

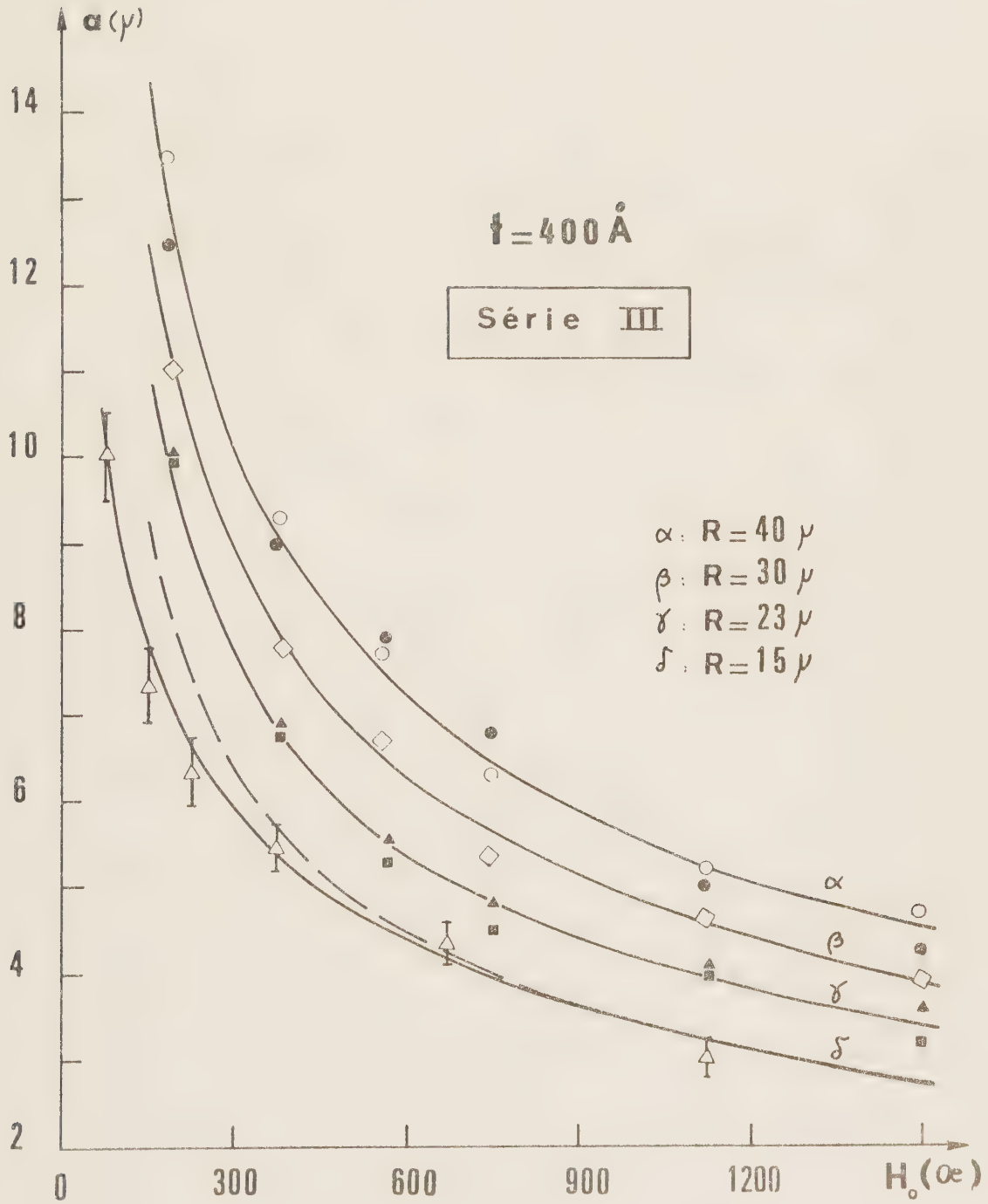

a (μ)
14
12
10
8
6
4
2
0
300
600
900
1200
H₀ (Oe)
t = 400 Å
Série III
α : R = 40 μ
β : R = 30 μ
γ : R = 23 μ
δ : R = 15 μ
α
β
γ
δ

FIGURE 61

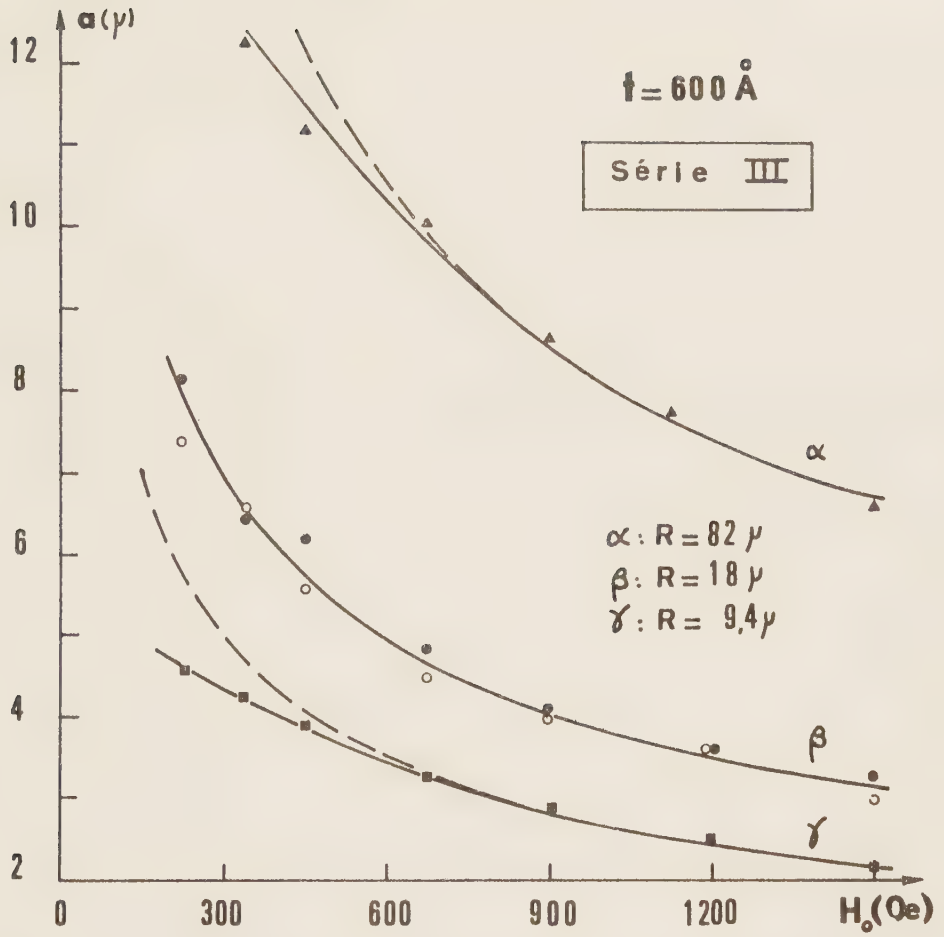


FIGURE 62

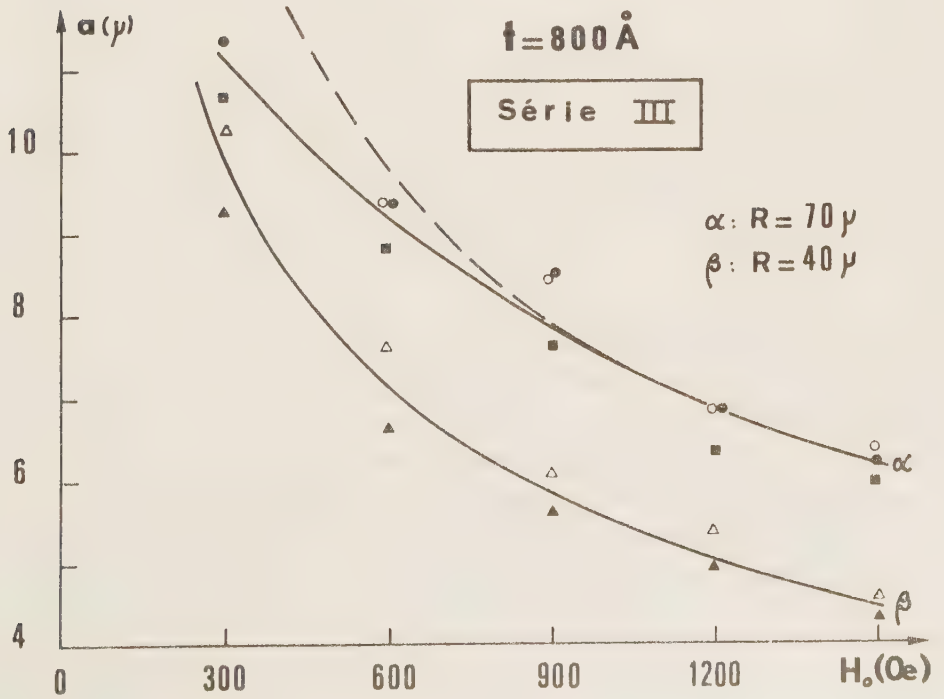


FIGURE 63

CHAPITRE 3

INVERSION DES PAROIS SYMETRIQUES

IV.3.1 - PAROI DANS LA DIRECTION DE FACILE AIMANTATION - MESURE DE LA DENSITE D'ENERGIE DES PAROIS DE NEEL

La rotation de l'aimantation dans une paroi symétrique peut s'opérer dans deux sens opposés et on passera d'un mode à l'autre en appliquant un champ magnétique dans la direction de la paroi et dans le sens opposé à l'aimantation au centre de la paroi ; ce phénomène d'inversion dépend étroitement de l'orientation relative de la paroi et de l'axe facile mais dans tous les cas, il se réalise principalement par déplacement de parois de Néel.

Si la paroi symétrique est parallèle à l'axe de facile aimantation, la direction stable des parois de Néel est celle de l'axe facile. Le domaine non inversé est limité par deux parois de Néel parallèles avec un raccordement parabolique, ceci afin de diminuer l'énergie magnétostatique de l'ensemble (figure 64). Les parois de Néel correspondent à une rotation de l'aimantation d'un angle $2\psi < 180°$; cet angle dépend de leur position sur la paroi symétrique ; si on appelle d la largeur du domaine non inversé et en appliquant le modèle d'aimantation radiale, on peut écrire :

$$\psi = \text{Arc cos } \frac{d}{a} \qquad (162)$$

La nucléation des parois de Néel est très difficile à prévoir et à expliquer, car elle dépend d'un grand nombre de conditions telles que des défauts de l'échantillon ou une inversion dans la courbure du pli par exemple.

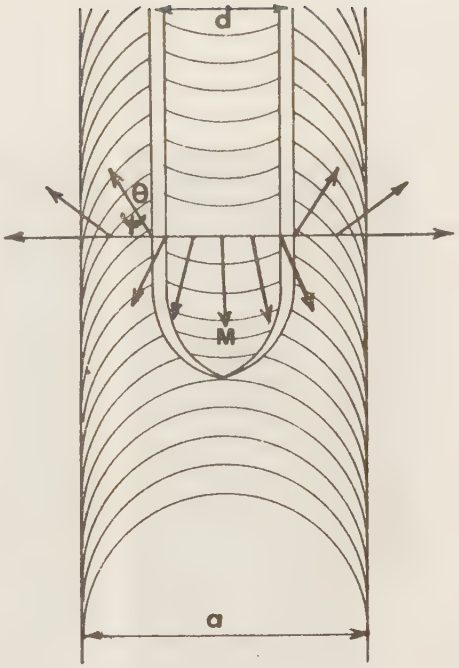


FIGURE 64

Pour une valeur H_o du champ appliqué normalement à la lame, la paroi symétrique a une largeur "a" ; si l'on fait croître le champ d'inversion appliqué parallèlement à la paroi symétrique, la réduction du domaine non inversé par déplacement de sa pointe se produit lorsqu'il atteint une valeur H_d supérieure au champ coercitif de déplacement de paroi H_C.

On peut déduire, des valeurs de H_d, la densité d'énergie des parois de Néel ; pour un déplacement Δy de la pointe du domaine non inversé, l'application du principe de conservation d'énergie aux termes dépendant de Δy conduit à :

$$M\,(H_d - H_C)\,.\,t.d.\,\Delta y = \gamma_d.t.\Delta y \qquad (163)$$

soit

$$H_d = H_C + \frac{\gamma_d}{M.d} \qquad (164)$$

γ_d : densité d'énergie des parois de Néel à angle 2ψ (162)

L'équation (164) était obtenue par BALDWIN |83| à partir de l'étude réalisée par SPAIN |84| de la propagation d'un domaine en biseau dans un canal à faible coercitivité.

La valeur de H_d est inversement proportionnelle à la largeur d du domaine non inversé ; en augmentant le champ H_o appliqué normalement au film, on observe simultanément une diminution de d et de la largeur a de la paroi symétrique (figure 65). Mesurant H_d pour différents couples de valeurs (a, d), on peut obtenir γ_d et de là déduire γ (180°) |25|.

$$\gamma_{Néel}\,(2\psi) = \gamma_N\,(180°)\,.\,(1 - \cos\psi)^2 = \gamma_N\,(180°)\,.\,(1 - \frac{d}{a})^2$$

$$H_d = H_C + \frac{\gamma_N\,(180°)}{M}\,.\,\frac{(1 - \frac{d}{a})^2}{d} \qquad (165)$$

H_d, d et a sont déterminés expérimentalement, on en déduit γ et H_C |85|

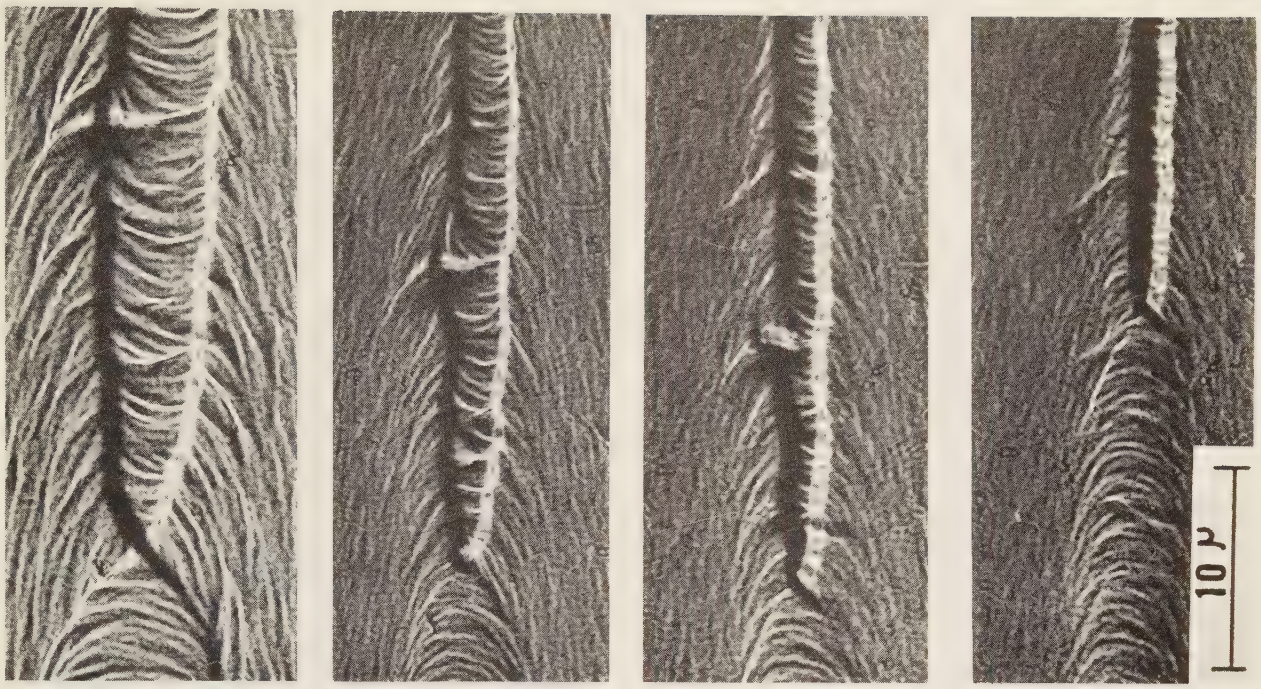


FIGURE 65 - IMAGES EN MICROSCOPIE DE LORENTZ DE L'INVERSION D'UNE PAROI SYMETRIQUE, PARALLELE A L'AXE FACILE, PAR DEPLACEMENT DE PAROIS DE NEEL

L'explication du phénomène d'inversion exposée ci-dessus est très sommaire, la création et le déplacement de parois constitue un problème délicat de micromagnétisme ; notre but était de montrer la possibilité d'exploiter l'inversion des parois symétriques pour mesurer la densité d'énergie de parois classiques. Les méthodes d'accès à cette grandeur sont peu nombreuses et d'emploi difficile. La forme d'équilibre d'une paroi déformée par un champ magnétique |24| est exploitée pour des configurations particulières de l'échantillon . ALEONARD et BRISSONNEAU mesurent l'énergie d'une paroi de Bloch, ainsi déformée, dans une lame mono-cristalline de fer - Silicium |86| |87|. Une autre méthode consiste à aimanter longitudinalement un fil cylindrique et à étudier l'équilibre de la paroi entrainant l'inversion de l'aimantation lors du renversement brusque du champ magnétique.

Dans tous les cas, la difficulté provient des hypothèses simplificatrices que l'on doit faire sur la configuration de l'aimantation dans les parois et au voisinage des parois.

IV.3.2 - PAROI PERPENDICULAIRE A LA DIRECTION DE FACILE AIMANTATION

Pour des valeurs de ϕ (angle entre la direction de la paroi symétrique et celle de l'axe facile) voisines de $\frac{\pi}{2}$, on observe un renforcement quasi-périodique des "ripples" (figure 66).

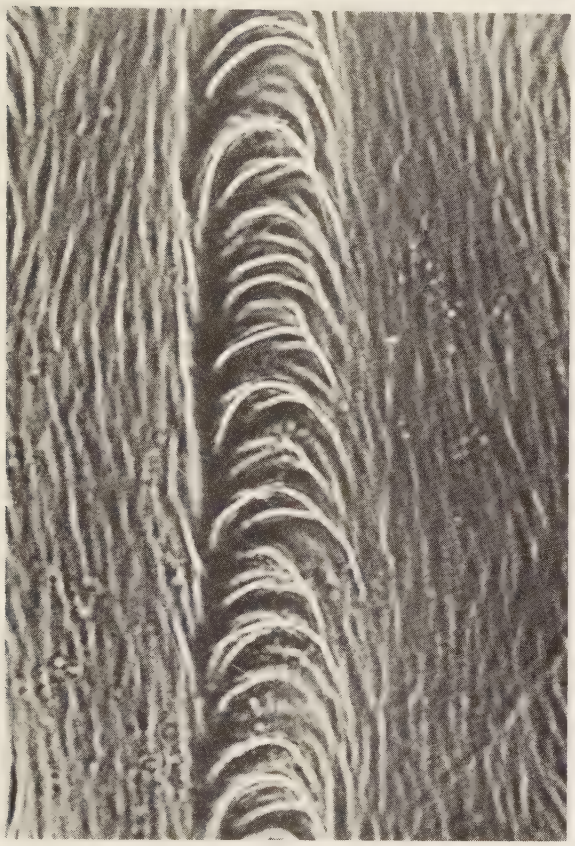


FIGURE 66

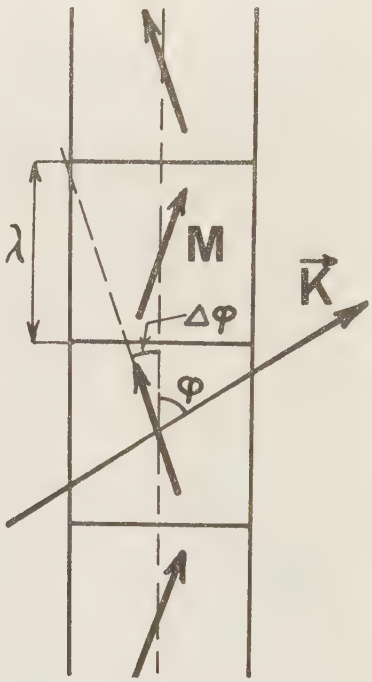


FIGURE 67

On peut l'interpréter comme l'image d'une sous-structure de la paroi symétrique divisée en tronçons de longueur $\frac{\pi}{2}$ dans lesquels l'aimantation s'écarte alternativement de part et d'autre de la direction moyenne d'un angle $\Delta\phi$, diminuant ainsi l'énergie d'anisotropie (figure 67).

Un calcul élémentaire fournit la variation d'énergie d'anisotropie par unité de longueur :

$$\Delta W_K = \frac{a\,K}{6} \cdot \cos 2\phi\ (1 - \cos 2\Delta\phi) \qquad (166)$$

L'énergie d'anisotropie diminue si : $\frac{\pi}{4} < \phi < \frac{\pi}{2}$

Les parois de Néel assurant la subdivision de la paroi symétrique représentent une énergie par unité de longueur :

$$\Delta W_N = \frac{\pi a}{2\lambda} \cdot \gamma_N\ (180°) \cdot (1 - \cos \Delta\phi)^2 \qquad (167)$$

Le gain réel d'énergie se limite donc à $[\Delta W_k - \Delta W_N]$ et sera maximum pour :

$$\frac{\pi}{4} < \phi < \frac{\pi}{2} \qquad \cos \Delta\phi = \frac{1}{1 - \frac{2k\ \lambda}{3\pi\ \gamma_N\ (180°)} \cdot \cos 2\phi} \qquad (168)$$

Avec $k = 1\ 500$ erg/cm^3 , $\gamma = 5$ erg/cm^2 , $\phi = \frac{\pi}{2}$, $\Delta\phi \simeq 10\ \sqrt{\lambda}$ (λ en cm)

Pour des valeurs de λ observées (de 5 à 10 µ) $\Delta\phi$ varie de 12 à 18°.

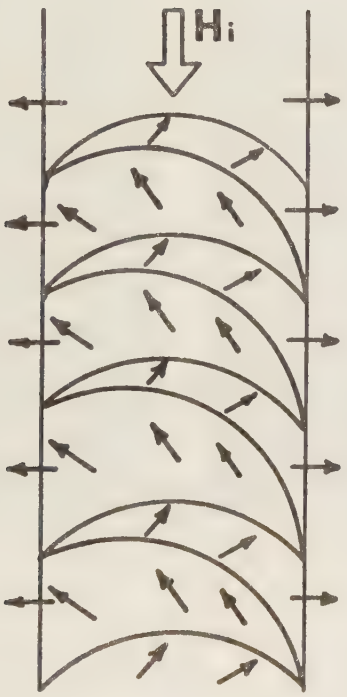


FIGURE 68

FIGURE 69

L'hypothèse de la subdivision de la paroi symétrique est confirmée par l'évolution de cette sous-structure lorsqu'on applique le champ d'inversion. Une partition de la paroi en domaines s'opère à partir de la microstructure existant sans champ d'inversion (figures 68 et 69).

L'inversion de la paroi se réalise par rotation de l'aimantation et expansion de ceux des domaines dont la direction de l'aimantation est la plus proche de celle du champ appliqué. La figure 70 représente l'évolution de l'aimantation de la paroi jusqu'à inversion complète.

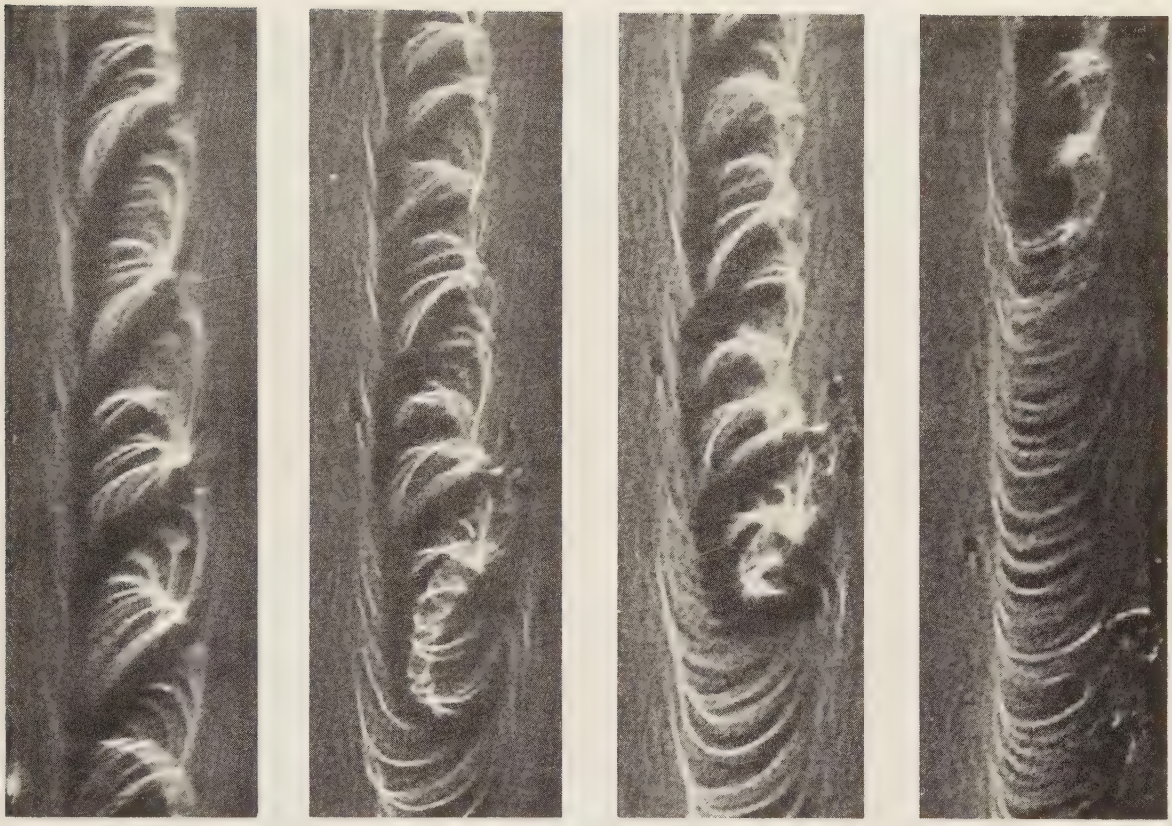


FIGURE 70

IV.3.3 - CAS INTERMEDIAIRE ; ϕ AU VOISINAGE DE $\frac{\pi}{4}$

Le processus d'inversion, pour les valeurs de ϕ entre 0 et $\frac{\pi}{2}$, est très complexe ; nous présentons un mode d'inversion observé, sans prétendre qu'il soit le seul ; les photographies obtenues pour une paroi avec $\phi \simeq \frac{\pi}{4}$ sont fournies par la figure 71. On observe une subdivision en domaines, caractéristique des parois à $\phi = \frac{\pi}{2}$, dont les parois tendent à se rapprocher de la direction de la paroi symétrique ; il se superpose un processus d'inversion par translation de la pointe, propre aux parois telles que $\phi = 0$.

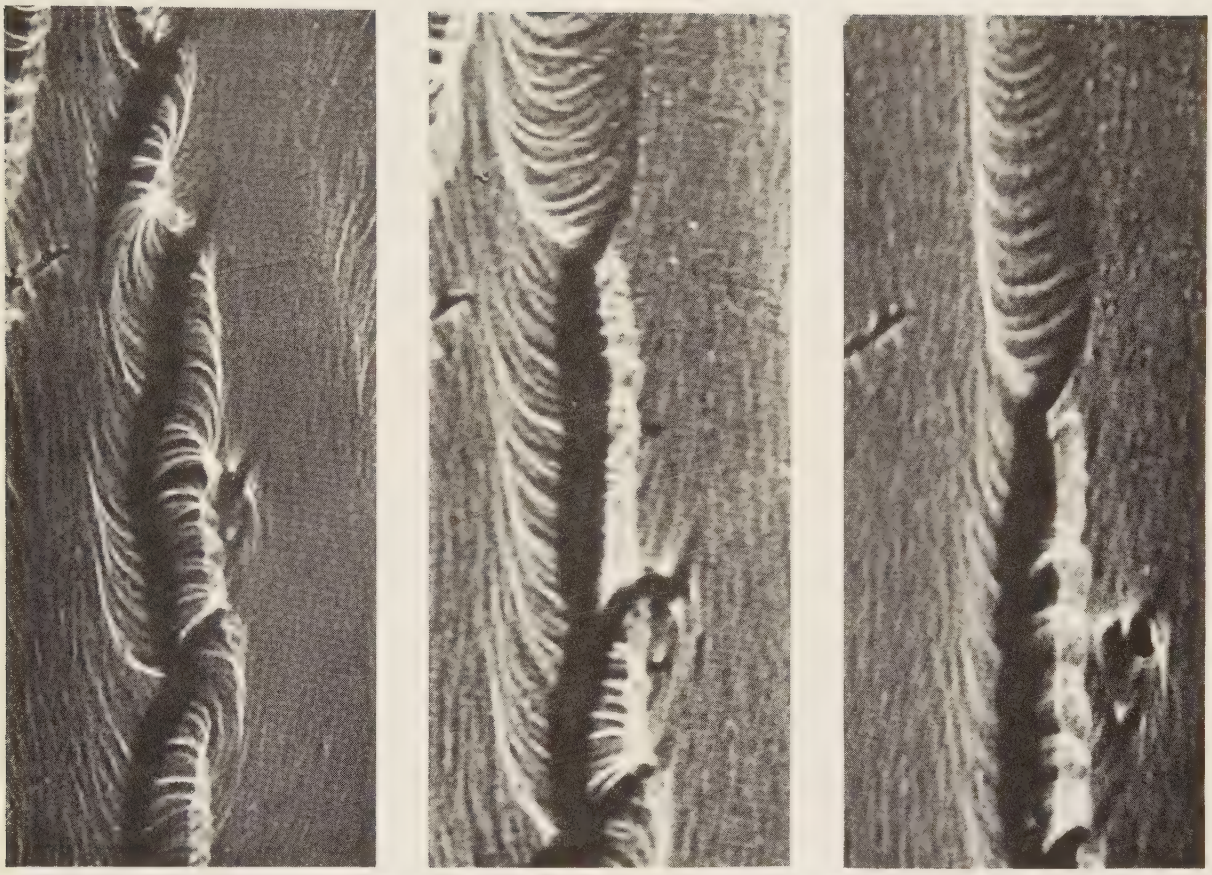


FIGURE 71

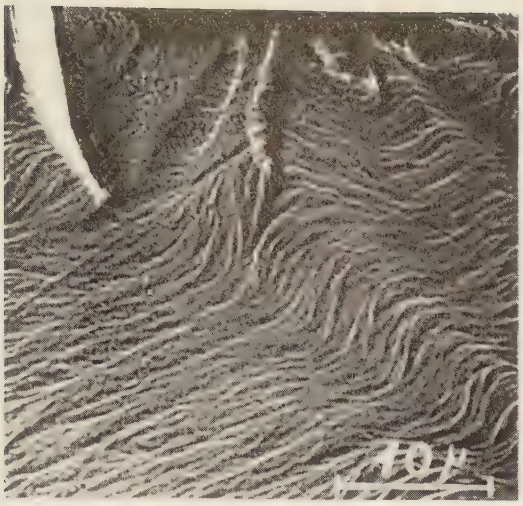
INVERSION DE L'AIMANTATION D'UNE PAROI SYMETRIQUE POUR LAQUELLE $\phi \simeq \frac{\pi}{4}$. ON OBSERVE TOUT D'ABORD UNE SUBDIVISION EN DOMAINES PUIS UN DEPLACEMENT DE LA POINTE DE LA REGION NON INVERSEE

CHAPITRE IV

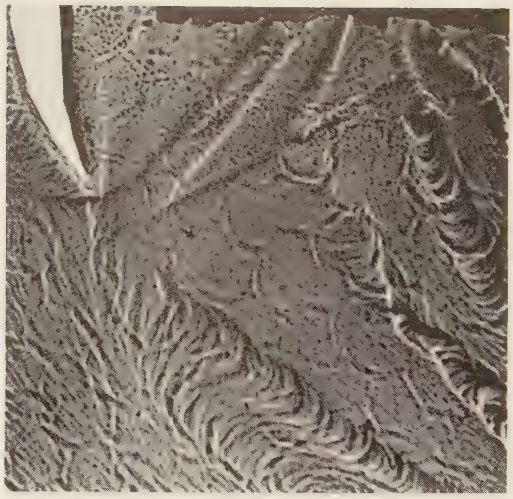
APPLICATIONS DE LA MICROSCOPIE DE LORENTZ EN CHAMP PERPENDICULAIRE

a) La microscopie de Lorentz en champ perpendiculaire fournit des informations sur les rayons de courbure des membranes ou lames minces traversées par le faisceau d'électrons. Une application immédiate consiste dans la possibilité d'établir la relation entre les contraintes appliquées et les déformations effectivement subies.

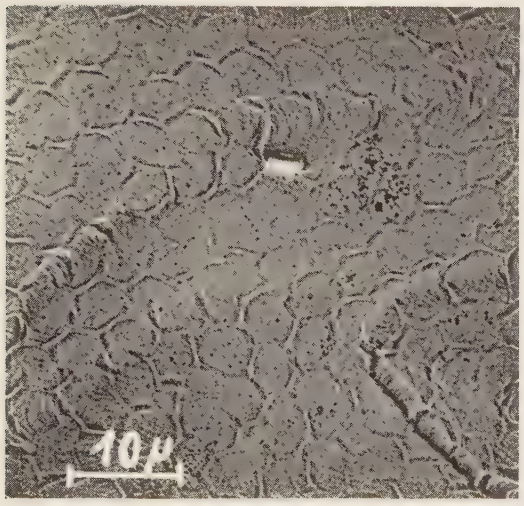
b) Une autre application concerne la détermination des reliefs de surface et un exemple est donné de mise en évidence de phénomène de polygonisation ; il s'agit d'un résidu de la formation des couches minces sur support monocristallin, sensible jusqu'à des épaisseurs de 400 Å environ après quoi la surface tend à devenir uniforme. On a observé, en microscopie optique |88| une morphologie semblable à celle que nous présentons (figure 72). En microscopie électronique, aucun contraste n'est perceptible alors qu'en microscopie de Lorentz, la présence d'un champ perpendiculaire, associant à chaque "vallée" un système de double parois symétriques (paroi à 360°), permet leur observation. L'interprétation du contraste de ces figures exige l'optique ondulatoire de la microscopie de Lorentz et l'image des parois est compliquée par des phénomènes interférentiels (leur origine est expliquée sur la figure 29) ; d'autre part, les considérations théoriques que nous avons expo-



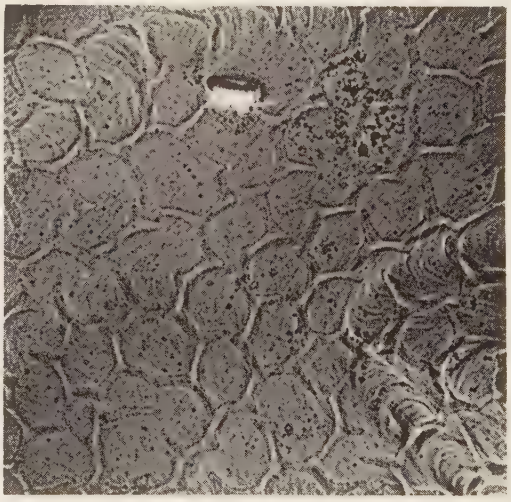
(a) H_o = 800 Oe



(b) H_o = 3 200 Oe



(c) H_o = 4 000 Oe



(d) H_o = 4 000 Oe

(e) H_o = 5 600 Oe

(f) H_o = 8 000 Oe

FIGURE 72

sées pour les parois de grande largeur ne s'appliquent plus puisque : les approximations pour $a >> t$ ne sont plus valables, les termes d'énergie à considérer sont l'énergie magnétostatique et l'énergie d'échange, cette dernière étant négligée jusqu'alors et enfin, pour les champs très élevés utilisés, la direction de l'aimantation ne reste pas dans le plan de la lame.

Les seules observations que nous puissions signaler sont les suivantes : le contraste n'apparait que pour une valeur minimale du champ perpendiculaire (800 Oe environ pour notre échantillon) (figure 72 a), augmente pour un champ croissant (72 b), (72 c), (72 e) et tend à disparaître lorsque le champ atteint des valeurs très élevées (72 f), l'aimantation devenant alors uniforme pour toute la lame et perpendiculaire à son plan moyen.

Les figures (72 c) et (72 d) correspondent à une même valeur du champ (H_o = 4 000 Oe) mais à des défocalisations différentes.

L'application de la technique du champ perpendiculaire dans l'étude des reliefs à grands rayons de courbure (plis des lames) ou à faible rayons de courbure (morphologie superficielle) n'intéresse pas uniquement les échantillons ferromagnétiques puisqu'il est possible de procéder à une sorte de "réplique magnétique" par dépôt de permalloy sur les lames non magnétiques.

c) On peut enfin appliquer un champ perpendiculaire à des couches minces déformées pour créer, dans le plan de la couche, des répartitions inhomogènes de champ et conduire ainsi à des configurations particulières de l'aimantation, les parois symétriques n'étant que l'une de ces configurations particulières. On dispose ainsi, à condition de savoir réaliser des couches de géométrie déterminée, d'une sorte de "sonde magnétique".

Il faut noter l'application récente de la technique du champ perpendiculaire à des lames minces pour la création de domaines cylindriques avec des matériaux tels que $K > 2\pi M^2$.

CONCLUSION

L'extension du domaine d'application de la microscopie de Lorentz à l'étude de lames minces ferromagnétiques soumises à un champ magnétique perpendiculaire à leur plan moyen nous a conduit à l'étude de parois de domaines, caractérisées par une importante énergie magnétostatique due à une répartition symétrique des directions de l'aimantation.

Ces parois que nous avons désignées par le terme de "parois symétriques" n'avaient pu, jusqu'alors, être étudiées expérimentalement ; les tentatives pour les obtenir en appliquant des champs magnétiques en opposition achoppaient sur l'instabilité des configurations obtenues.

Le caractère très fragmentaire des connaissances sur ce type de paroi nous a contraint à élaborer une théorie à partir d'hypothèses tenant compte de la réalité expérimentale, en particulier de la limitation de l'étendue des domaines et de la dispersion de la direction d'anisotropie uniaxe. Nous avons mis en évidence l'importance de l'énergie magnétostatique qui conduit à une variation de la largeur optimale de paroi proportionnelle à la puissance $\left(-\frac{1}{2}\right)$ du champ appliqué, ainsi que la décroissance de cette énergie par fermeture partielle de flux dans le cas de parois voisines.

L'étude expérimentale des parois symétriques provoquées par l'application d'un champ perpendiculaire à une lame de permalloy plissée a confirmé nos conclusions et montré la possibilité de déterminer les rayons de courbure des plis et donc le relief des échantillons. L'analyse du phénomène d'inversion des parois symétriques a conduit, pour les parois parallèles à l'axe de facile aimantation, à la mesure de la densité d'énergie des parois de Néel et lorsque la paroi et l'axe facile sont perpendiculaires, à l'explication de la microstructure observée.

L'interprétation des micrographies a nécessité l'étude théorique du contraste d'origine magnétique dans le cas particulier des parois symétriques ; les résultats de cette étude, confirmés par la détermination densitométrique d'intensité électronique, ont permis d'expliquer les images observées. La qualité de ces images était améliorée en utilisant une disposition particulière assurant une très faible divergence du faisceau d'électrons.

Il serait intéressant de réaliser un travail semblable avec des lames monocristallines à géométrie imposée ; la possibilité de déterminer les rayons de courbure à partir des contours d'extinction permettrait une vérification directe des valeurs déduites de la largeur des parois symétriques et donc de tester notre modèle théorique.

B I B L I O G R A P H I E

PREMIERE PARTIE : MAGNETISME DES LAMES MINCES FERROMAGNETIQUES

|1| WEISS P. : J. Phys., 6, 661 (1907)

|2| LANDAU L. - LIFSHITZ E. : Phys. Z. Sowjetunion, 8, 153, (1935)

|3| AHARONI A. : J. de Phys., C1, 32, 967 (1971)

|4| KITTEL C. - GALT J. K. : Sol. state phys. vol. 3, p. 437, Acad. Press, New York (1956)

|5| NEEL L. : C. R. Acad. Sc., 241, 533 (1955)

|6| SHTRIKMAN S. - TREVES D. : J. Appl. phys., 31, 147 S (1960)

|7| JANAK J. F. ; J. Appl. phys., 38, 4, 1789 (1967)

|8| BHIDE V. G. - SHENOY G. K. : J. Appl. Phys., 34, 6, 1778 (1963)

|9| BITTER F. : Phys. Rev, 38, 1903 (1931)

|10| POLCAROVA M. - LANG A. R. : Appl. phys. letters, 1, 13 (1962)

|11| WEIK H. - HEMENGER P. : Zeitsc. Ang. phys. XIX, 4, 315 (1965)

|12| MIDDELHOECK S. : J. appl. phys., 34, 1054 (1963)

|13| LABONTE A. E. : Ph. D. thesis, university of Minnesota (1966)

|14| AHARONI A. : J. appl. phys., 38, 8 (1967)

|15| HUBERT A. : Phys. stat. sol., 32, 519 (1969)

|16| HUBERT A. : Phys. stat. sol., 38, 699 (1970)

|17| HUBER E. E. - SMITH D. O. - GOODENOUGH J. B. : J. appl. phys., 29, 294 (1958)

|18| MINNAJA N. : J. de physique, C1, 32, 406 (1971)

|19| ROTHER H. : a - Zeits phys., 168, 42 (1962)
b - Zeits phys., 168, 148 (1962)
c - Zeits phys., 168, 283 (1962)

|20| HOFFMANN H. : J. appl. Phys., 35, 6, 1790 (1964)

|21| HARTE K. J. : J. appl. Phys., 39, 3, 1503 (1968)

|22| LEAVER K. D. : Thin sol. films, 2, 149 (1968)

|23| VIGIER P. - HAYMANN P. : C. R. Acad. Sc., Paris, t 267, p. 22, (1968)

|24| NEEL L. : C. R. Acad. Sc. Fr, 254, 2891 (1962)

|25| MIDDELHOEK S. : Ferromagnetic Domains in thin Ni-Fe films - Thèse - Amsterdam (1961)

|26| TOROK E. J. - LO D. S. - OREDSON H. N. - SIMON W. J. : J. of appl. phys., vol. 40, n° 3 (mars 1969)

|27| TOROK E. J. - OREDSON H. N. - SIMON W. J. : J. of appl. phys., vol 41, n° 3 (1970)

DEUXIEME PARTIE : TECHNIQUES EXPERIMENTALES

|28| PENN T. C. - WEST F. G. : J. Appl. phys., 38, 5, 2060 (1967)

|29| LYKKEN G. I. : Phys. Rev. lett., 19, 25, 1431 (1967)

|30| MARTINA H. - MERITT L. - HOKIM D. - HAYMANN P. : C. R. Acad. Sc., Fr, 257, 1849 (1963)

|31| HAYMANN P. - MARTINA H. - TAKAHASHI N. - TRILLAT J. J. : C. R. Acad. Sc., Fr, 261, 1227 (1965)

|32| JAUNET J. - HAYMANN P. - ART A. : C. R. Acad. Sc., Fr, 265, 329 (1967)

|33| JAUNET J. - GERVAIS H. - PELLISSIER B. : C. R. Acad. Sc., 271, 865 (1970)

|34| JAUNET J. - HAYMANN P. : C. R. Acad. Sc., Fr, 270, 780 (1970)

|35| NEEL L. : C. R. Acad. Sc. 237, 1468, 1613 (1953)

|36| TANIGUCHI S. - YAMAMOTO M. : Sci. Repts. Res. Insts - Tokohu Univ. Ser. A6, 330 (1954)

|37| OGUEY H. J. : Rev. Sc. Instr, 31, 7, 701 (1960)

|38| OGUEY H. J. : in "Magnetism and metallurgy" edited by A. Berkowitz and E. Kneller, Academic Press, New York

|39| HOFFMAN G. R. - TURNER J. A. - LACHOWICZ H. K. : J. of Appl. Phys., vol. 34 n° 9, p. 2708 (1963)

|40| COLOMBANI A. : Annales Physique, tome 20, 335 (1945)

|41| HUMPHREY F. B. : J. of Appl. Phys., vol 38, n° 3, 1520 (1967)

|42| AHARONOV Y. - BOHM D. : Physical review, vol 115, 3 (1959)

|43| BOERSCH H. - HAMISCH H. - WOHLLEBEN D. - GROHMANN K. : Zeitchrift für physik, 159, 397 (1960)

|44| BOERSCH H. - HAMISCH H. - GROHMANN K. - WOHLLEBEN D. : Zeitchrift für physik, 167, 72 (1962)

|45| BOERSCH H. - HAMISCH H. - GROHMANN K. - WOHLLEBEN D. : Zeitschrif für physik, 165, 79 (1961)

|46| WOHLLEBEN D. : Physics letters, 22, 564 (1966)

|47| WOHLLEBEN D. : J. of Appl. phys., 38, 8, 3341 (1967)

|48| WADE R. H. : J. of Appl. phys., 37, 1, 366 (1966)

|49| WADE R. H. : Journal de physique, colloque C2, supplément au n° 2-3, t. 29, C2-95 (1968)

|50| WADE R. H. - GUIGAY J. P. : Fourth European regional conference on electron microscopy, Rome (1968)

|51| GUIGAY J. P. - WADE R. H. : Phys. stat. sol., 29, 799 (1968)

|52| SUZUKI T. : J. of the Phys. Soc. of Jap., 28, 4, 920 (1970)

|53| FULLER H. W. - HALE M. E. : J. of Appl. phys., 31, 2, 238 (1960)

|54| HOTHERSALL D. C. : Phil. Mag., 20, 163, 89 (1969)

|55| HOTHERSALL D. C. : Phil. Mag., 24, 188, 241 (1971)

|56| KLEMAN M. - BOURRET A. : Bull. soc. fr. minéral. cristallogr., 91, 637 (1968)

|57| COHEN M. S. - HARTE K. J. : J. of Appl. Phys., 40, 9, 3597 (1969)

|58| SUZUKI T. : J. of the Phys. soc. of Jap., 28, 4, 920 (1970)

|59| SUZUKI T. : Phys. stat. sol., 37, 101 (1970)

|60| MARUSE S. - HIBINO M.: 27 Bd Heft 3, 183 (1969)

|61| TSUKAHARA S. : J. of the phys. Soc. of Jap., 23, 2, 189 (1967)

|62| WADE R. H. : Phys. stat. sol., 19, 847 (1967)

|63| WADE R. H. : Bull. soc. fr. minéral. cristall. XC, 479 (1967)

|64| GORINGE M. J. - JAKUBOVICS J. P. : Phil. Mag., 15, 134, 393 (1967)

|65| WILKENS M. : Phys. stat. sol., 9, 255 (1965)

|66| JAKUBOVICS J. P. : Phil. mag., 13, 85 (1966)

|67| WARRINGTON D. H. : Phil. mag., 9, 98, 261 (1964)

|68| VIGIER P. - HAYMANN P. : C. R. Acad. Sc, 264, 1565 (1967)

|69| DUPOUY G. - PERRIER F. - SEGUELA A. - SEGALEN R. : C. R. Acad. Sc., 266, 1064 (1968)

|70| SUZUKI T. : J. de Phys., Colloque C1, suppl. n° 2, 3, t 32, C1-134 (1971)

|71| SUZUKI T. - WILKENS M. : Phys. stat. sol., 3, 43 (1970)

TROISIEME ET QUATRIEME PARTIE

ETUDE THEORIQUE ET EXPERIMENTALE DES PAROIS SYMETRIQUES

|72| SPAIN R. J. : (Thèse) Ann. Phys., t 1, p. 391 (1966)

|73| SPAIN R. J. : C. R. Acad. Sc., 257, 2427 (1963)

|74| NEEL L. : C. R. Acad. Sc., 257, 4092 (1963)

|75| VIGIER P. - HAVMANN P. : C. R. Acad. Sc., 267, 22 (1968)

|76| HOTHERSALL D. C. : Phys. stat. sol., 34, 677 (1969)

|77| VIGIER P. - HAVMANN P. : Phys. stat. sol., 34, 649 (1969)

|78| JONES G. A. - MIDDLETON B. K. : Phys. stat. sol. (a), 4, K239 (1971)

|79| VIGIER P. - HAVMANN P.: Phys. stat. sol (b), 48, K27 (1971)

|80| LAND EICHEN W. : J. of Appl. phys., 37, 6 (1966)

|81| JONES G. A. - MIDDLETON B. K. ; Brit. J. Appl. Phys. (J. Phys. D), série 2 685 (1969)

|82| HORNREICH R. M. : J. of Appl. phys., 34, 2, 1071 (1963)

|83| BALDWIN J. A. : J. Appl. Phys., 40, 1, p. 432 (1969)

|84| SPAIN R. J. : J. Appl. Phys., 37, 7, p. 2572 (1967)

|85| VIGIER P. - HAVMANN P. : C. R. Acad. Sc. Paris t. 269, p. 689 (1969)

|86| ALEONARD R. - BRISSONNEAU P.: C. R., 254, p. 2934 (1962)

|87| ALEONARD R. - BRISSONNEAU P. : J. Appl. Phys., 34, p. 1321 (1963)

|88| BIRJEGA M. I. - TEODORESCU I. A. : Congrès International sur les Couches Minces - Cannes 1970

|89| VIGIER P. - HAVMANN P. : C. R. Acad. Sc., t 273, p. 745 (1971)

OUVRAGES GENERAUX

Magnetostatic Principles in Ferromagnetism
W. F. BROWN (North - Holland - Pub. Cie, 1962)

Théorie du Magnétisme
A. HERPIN (Institut National des Sciences et Techniques Nucléaires - PUF 1968)

Magnetism and Metallurgy
edited by A. Berkowitz and E. Kneller (Academic Press, 1969)

Magnetic thin films
Ronald F. SOOHOO (Harper and Row, 1965)

Thin ferromagnetic films
M. PRUTTON (Butterworths, 1964)

ANNEXE I

APPROXIMATION DE LA PHASE STATIONNAIRE

On recherche une valeur approchée de l'intégrale :

$$A(x) = \int_C \exp\left[x\, f(z)\right] dz \qquad I1$$

où $f(z)$ est une fonction analytique dans la région contenant C ; on suppose X réel positif (sinon, la partie $\exp(i \arg X)$ est absorbée dans la fonction $f(z)$).

L'approximation de phase stationnaire repose sur le fait que la contribution principale à l'intégrale, lorsque la valeur de X est importante provient des parties de C où $\mathrm{Re}\, f(z)$ présente un maximum. Dans ces régions, le facteur $\exp\left[i\, \mathrm{Im}\, f(z)\right]$ entraîne des oscillations importantes rendant difficile l'évaluation de $A(X)$.

On déforme le parcours C de telle façon que, sur une partie C' de C, les trois conditions suivantes soient satisfaites :

- le long de C', $\mathrm{Im}\, f(z) = \mathrm{Cte}$ I2
- C' passe en z_j défini par :

$$\left[\frac{df(z)}{dz}\right]_{z = z_j} = 0 \qquad I3$$

- C' est choisi de telle façon que, en $z = z_j$, Re f (z) présente un maximum relatif I4

La condition I2 interdit les oscillations le long de C'.

L'équation de C' est donnée par I2 et I3:

$$\text{Im } f(z) = \text{Im } f(z_j) \qquad \text{I5}$$

I4 assure que l'intégrant présente un pic, en $z = z_j$, d'autant plus prononcé que X est grand ; la contribution principale à A (X) proviendra des valeurs de z voisines de z_j.

Afin d'étudier le comportement de f (z) au voisinage de z_j, développons f (z) en série de Taylor :

$$f(z) = f(z_j) + \frac{1}{2}(z - z_j)^2 \left[\frac{d^2 f(z)}{dz^2}\right]_{z=z_j} + \ldots \qquad \text{I6}$$

Pour simplifier, nous supposons la dérivée seconde de f (z) différente de zéro en z_j ; considérons les points suffisamment voisins de z_j pour négliger les termes du développement I6 supérieurs au second ordre.

$$z - z_j = r_1 \exp(i \phi_1) \qquad \text{I7}$$

$$\frac{1}{2}\left[\frac{d^2 f(z)}{dz^2}\right]_{z=z_j} = r_2 \exp(i \phi_2) \qquad \text{I8}$$

$$\text{Re}\left[f(z) - f(z_j)\right] \simeq r_1^2 r_2 \cos(2\phi_1 + \phi_2) \qquad \text{I9}$$

$$\text{Im}\left[f(z) - f(z_j)\right] \simeq r_1^2 r_2 \sin(2\phi_1 + \phi_2) \qquad \text{I10}$$

Les relations I5 et I10 donnent :

$$\sin(2\phi_1 + \phi_2) = 0 \qquad \text{I11}$$

soit $\phi_1 = -\frac{\phi_2}{2} + n\frac{\pi}{2}$ I12

et $z = z_j \pm r \exp\left[i\left(-\frac{\phi_2}{2} + n\frac{\pi}{2}\right)\right]$ I13

ϕ_2 étant une constante tirée de I8, l'équation I13 définit deux droites (n pair et n impair) se coupant en z_j, le long desquelles Im (z) = Cte.

Il y a de même deux droites passant en z_j le long desquelles Re f (z) = Cte, définies par :

$$\cos(2\phi_1 + \phi_2) = 0 \qquad \text{I14}$$

soit $z = z_j \pm r \exp\left[i\left(-\frac{\phi_2}{2} + (n+1)\frac{\pi}{4}\right)\right]$ I15

La figure I1 représente la surface Re f (z) rapportée aux variables réelles : Re (z) et Im (z). La projection des droites I15 sur un plan Re f (z) = Cte le découpe en quatre parties ; dans chaque quadrant passe une droite et une seule le long de laquelle Im f (z) = Cte. On s'intéresse à celle de ces droites passant dans les régions II et IV pour laquelle Re f (z) admet un maximum relatif. Si A (X) est calculé le long d'une telle droite, les conditions I2, I3, I4 sont satisfaites. La contribution principale à l'intégrale provient du voisinage de z_j.

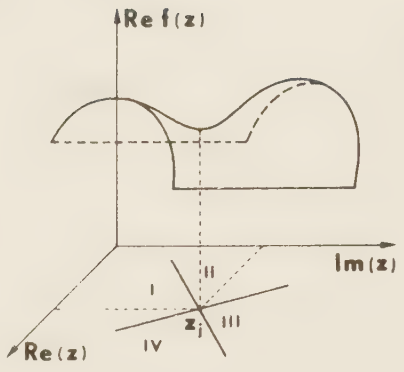


FIGURE I1

Pour évaluer la contribution I' (X) à I (X) provenant de l'intégration le long de la partie C' du contour C ainsi définie, on pose :

$$f(z) = f(z_j) - \tau^2 \qquad \text{I16}$$

(ceci en admettant qu'il existe au moins un point $z = z_j$)

τ est réel le long de C' puisque Im f (z) = Im f (z_j)

$$\tau^2 = -\frac{1}{2}(z - z_j)^2 \cdot \left[\frac{d^2 f(z)}{dz^2}\right]_{z=z_j} \qquad \text{I17}$$

$$z - z_j = \frac{\sqrt{2}\,\tau \exp(i\alpha)}{\sqrt{\left|\frac{d^2 f(z)}{dz^2}\right|_{z=z_j}}} \qquad \text{I18}$$

(α : angle de phase de $z - z_j$)

Si z est voisin de z_j, τ est petit.

$$I'(X) \simeq \exp\left[X f(z_j)\right] \int_{C'} \exp\left[-X\tau^2\right] dz \qquad \text{I19}$$

On peut remplacer cette intégrale sur C' par une intégrale sur l'axe des réels (τ et X réels), de $-\infty$ à $+\infty$ puisque, si $X\tau^2$ est grand, l'intégrant chute rapidement

$$I'(X) \simeq \exp\left[X f(z_j)\right] \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[-X\tau^2\right] \cdot \frac{dz(\tau)}{d\tau} \cdot d\tau \qquad \text{I20}$$

L'application de ce résultat conduit à l'équation (74) utilisée dans le calcul de l'intensité d'un faisceau d'électrons diffractés par un échantillon magnétique.

BIBLIOGRAPHIE DE L'ANNEXE I

|1| "Fundamental formulas of physics" edited by Donald H. Menzel
Dover publications Inc. New York, tl, p. 79

|2| "Mathematics for physicists" - P. DENNERY et A. KRZYWICKI
Harper and Row, New York, John Weatherhill, Tokyo, p. 87

A N N E X E I I

ENERGIE MAGNETOSTATIQUE D'UNE PAROI SYMETRIQUE

II-a - FORMULAIRE

$$\text{Arc tg } x + \text{Arc tg } \frac{1}{x} = \pm \frac{\pi}{2} \qquad \text{II a 1}$$

(+ si $x > 0$, - si $x < 0$)

$$\int \text{Arc tg } x \, dx = x \text{ Arc tg } x - \frac{1}{2} \text{Log } (1 + x^2) \qquad \text{II a 2}$$

$$\int x \text{ Arc tg } x \, dx = \frac{1}{2} \left[(x^2 + 1) \text{ Arc tg } x - x \right] \qquad \text{II a 3}$$

$$\int x^2 \text{ Arc tg } x \, dx = \frac{1}{3} \left[x^3 \text{ Arc tg } x - \frac{x^2}{2} + \frac{1}{2} \text{Log } (1 + x^2) \right] \qquad \text{II a 4}$$

$$\int \text{Log } (1 + x^2) \, dx = x \text{ Log } (1 + x^2) + 2 \text{ Arc tg } x - 2x \qquad \text{II a 5}$$

$$\int x \text{ Log } (1 + x^2) \, dx = \frac{1}{2} \left[(1 + x^2) \text{ Log } (1 + x^2) - (1 + x^2) \right] \qquad \text{II a 6}$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{(x^2 + a^2)^{3/2}} = \frac{2}{a^2} \qquad \text{II a 7}$$

$$\int \frac{dx}{x^2 + a^2} = \frac{1}{a} \text{ Arc tg } \frac{x}{a} \qquad \text{II a 8}$$

II-b - CHAMP CREE PAR UNE PAROI SYMETRIQUE

Pour une variation radiale de la direction de l'aimantation :

$$\rho = - \frac{2M}{a} \qquad (109)$$

Avec une distribution à une dimension, l'expression (115) de $\vec{H}$ s'écrit :

$$H_m(x) = \int_{X=-\infty}^{+\infty} \int_{Y=-\infty}^{+\infty} \int_{Z=-\frac{t}{2}}^{\frac{t}{2}} \left(-\frac{2M}{a}\right) \cdot \frac{x - X}{R^3} \, dX \, dY \, dZ \qquad \text{II b 1}$$

où $R = \left[(x - X)^2 + (y - Y)^2 + (z - Z)^2\right]^{1/2}$

$|x| < \frac{a}{2}$

Après intégration en Y (utilisant II a 7), on obtient :

$$H_m(x) = - \frac{4M}{a} \int_{X=-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{Z=-\frac{t}{2}}^{\frac{t}{2}} \frac{x - X}{\left[(x - X)^2 + (z - Z)^2\right]} \, dX \, dZ \qquad \text{II b 2}$$

Après intégration en Z,

$$H_m(x) = - \frac{8M}{a} \int_{X=-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \text{Arc tg} \frac{t/2}{x - X} \, dX \qquad \text{II b 3}$$

$$H_m(x) = - \frac{8M}{a} \left[\pi x + \frac{t}{2} \int_{\xi=-\frac{1}{t}(a+2x)}^{\xi=\frac{1}{t}(a-2x)} \text{Arc tg } \xi \, d\xi\right] \qquad \text{II b 4}$$

avec $\xi = \frac{2(X - x)}{t}$

L'intégration en ξ conduit au résultat indiqué (116).

$|x| > \frac{a}{2}$

L'intégration de l'expression équivalente à (II b 3) :

$$H'_m(x) = - \frac{8M}{a} \int_{X=-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \text{Arc tg} \frac{t/2}{x - X} \, dx \qquad \text{II b 5}$$

pour x extérieur à $\left[-\frac{a}{2}, \frac{a}{2}\right]$ conduit à :

$$H'_m(x) = - 4\pi M + \frac{8M}{a} \int_{X=-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \text{Arc tg} \frac{x - X}{t/2} \, dX \qquad \text{II b 6}$$

et au résultat indiqué (117)

II.c - ENERGIE MAGNETOSTATIQUE

A l'intérieur de la paroi,

$$(W_m)_P = -\frac{1}{2}\int_{x=-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \vec{H}_m(x) \cdot \vec{M}(x)\, dx \qquad (124)$$

$\vec{H}_m(x)$, dirigé suivant l'axe des x, est donné par l'expression (116). Avec $\vec{M}(x)$ correspondant à une distribution radiale,

$$(W_m)_P = \frac{8\pi M^2}{a^3}\int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} x^2\, dx + \frac{8M^2}{a^3}\int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \left[\left(\frac{a}{2}-x\right)\operatorname{Arctg}\frac{2}{t}\left(\frac{a}{2}-x\right) - \left(\frac{a}{2}+x\right)\operatorname{Arctg}\frac{2}{t}\left(\frac{a}{2}+x\right)\right] x\, dx - \frac{2M^2 t}{a^3}\int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \operatorname{Log}\frac{1+\frac{4}{t^2}\left(\frac{a}{2}-x\right)^2}{1+\frac{4}{t^2}\left(\frac{a}{2}+x\right)^2}\cdot x\, dx \qquad \text{II c 1}$$

Désignant ces trois intégrales respectivement par J_1, J_2, J_3,

$$(W_m)_P = \frac{8\pi M^2}{a^3}\cdot J_1 + \frac{8M^2}{a^3}\cdot J_2 - \frac{2M^2 t}{a^3}\cdot J_3 \qquad \text{II c 2}$$

Utilisant les résultats (II a 2) à (II a 6),

$$\frac{8\pi M^2}{a^3}\cdot J_1 = \frac{2\pi M^2}{3} \qquad \text{II c 3}$$

$$J_2 = \frac{a}{2}\left(\frac{t^2}{4}-\frac{a^2}{3}\right)\operatorname{Arctg}\frac{2a}{t} - \frac{t^3}{24}\operatorname{Log}\left(1+\frac{4a^2}{t^2}\right) \qquad \text{II c 4}$$

$$J_3 = -\frac{t^2}{4}\operatorname{Log}\left(1+\frac{4a^2}{t^2}\right) - a^2 + at\operatorname{Arc\,tg}\frac{2a}{t} \qquad \text{II c 5}$$

Reportant ces valeurs dans (II c 2), on retrouve l'expression de l'énergie magnétostatique indiquée en (125).

A l'extérieur de la paroi, le champ $H'_m(x)$ étant donné par (117),

$$W'_m(b) = -M\int_{\frac{a}{2}}^{\frac{b}{2}} (-4\pi M)\, dx - M\int_{\frac{a}{2}}^{\frac{b}{2}} \left(-\frac{8M}{a}\right)\left[\left(x-\frac{a}{2}\right)\operatorname{Arc\,tg}\frac{2}{t}\left(x-\frac{a}{2}\right) - \left(x+\frac{a}{2}\right)\operatorname{Arc\,tg}\frac{2}{t}\left(x+\frac{a}{2}\right)\right] dx - M\int_{\frac{a}{2}}^{\frac{b}{2}} \frac{2Mt}{a}\operatorname{Log}\frac{1+\frac{4}{t^2}\left(x-\frac{a}{2}\right)^2}{1+\frac{4}{t^2}\left(x+\frac{a}{2}\right)^2}\, dx \qquad \text{II c 6}$$

Posant $W'_m(b) = -M\left[J'_1 + J'_2 + J'_3\right]$ II c 7

et intégrant, on obtient :

$$J'_1 = -2\pi M (b-a) \qquad \text{II c 8}$$

$$J'_2 = -\frac{Mt^2}{a}\left\{\left|(\eta^2+1)\,\mathrm{Arctg}\,\eta - \eta\right|_{\eta=\frac{b-a}{t}}^{\eta=0} - \left|(\eta'^2+1)\,\mathrm{Arctg}\,\eta' - \eta'\right|_{\eta'=\frac{2a}{t}}^{\eta'=\frac{b+a}{t}}\right\} \qquad \text{II c 9}$$

$$J'_3 = \frac{Mt^2}{a}\left\{\frac{b-a}{t}\,\mathrm{Log}\left[1+\left(\frac{b-a}{t}\right)^2\right] - \frac{b+a}{t}\,\mathrm{Log}\left[1+\left(\frac{b+a}{t}\right)^2\right] + \frac{2a}{t}\,\mathrm{Log}\left[1+\frac{4a^2}{t^2}\right]\right.$$
$$\left. + 2\left[\mathrm{Arctg}\,\frac{2a}{t} + \mathrm{Arctg}\,\frac{b-a}{t} - \mathrm{Arctg}\,\frac{b+a}{t}\right]\right\} \qquad \text{II c 10}$$

Reportant ces résultats dans (II c 7), on retrouve l'expression (126) de $W'_m(b)$.

ANNEXE III

ENERGIE DE CREATION D'UNE PAROI SYMETRIQUE : METHODE DE NEEL

On calcule l'énergie magnétique nécessaire pour créer une paroi symétrique, abstraction faite des énergies d'anisotropie et d'échange. Une paroi de largeur "a" est obtenue en partant d'une paroi d'épaisseur nulle portant la charge totale et en transportant les charges pour aboutir à la répartition souhaitée soit une densité uniforme sur une épaisseur "a". L'énergie de création de la paroi comporte deux termes : le travail de transport des charges d'une part et l'énergie initiale de la paroi d'épaisseur nulle d'autre part.

1°) Energie de la paroi d'épaisseur nulle

Le champ créé en un point P de l'axe 0x par une bande de largeur t, de longueur infinie, située dans le plan y0z (figure III.1.a), portant une densité de charge uniforme σ et séparant des domaines aimantés antiparallèlement a pour expression :

$$H_1(x) = \int_{y_M} \int_{z_M} \cos\alpha \cdot \frac{\sigma}{R^2} \cdot dx_M \, dy_M \qquad \text{III 1}$$

avec $R = \overline{MP}$

Après intégration sur y_M (annexe II a 7),

$$H_1(x) = \int_{z_M=-\frac{t}{2}}^{\frac{t}{2}} \sigma x \cdot \frac{2}{(x^2 + z^2{}_M)} \cdot dz_M$$

soit :

$$H_1(x) = 4\sigma \text{ Arc tg } \frac{t}{2x} \qquad \text{III 2}$$

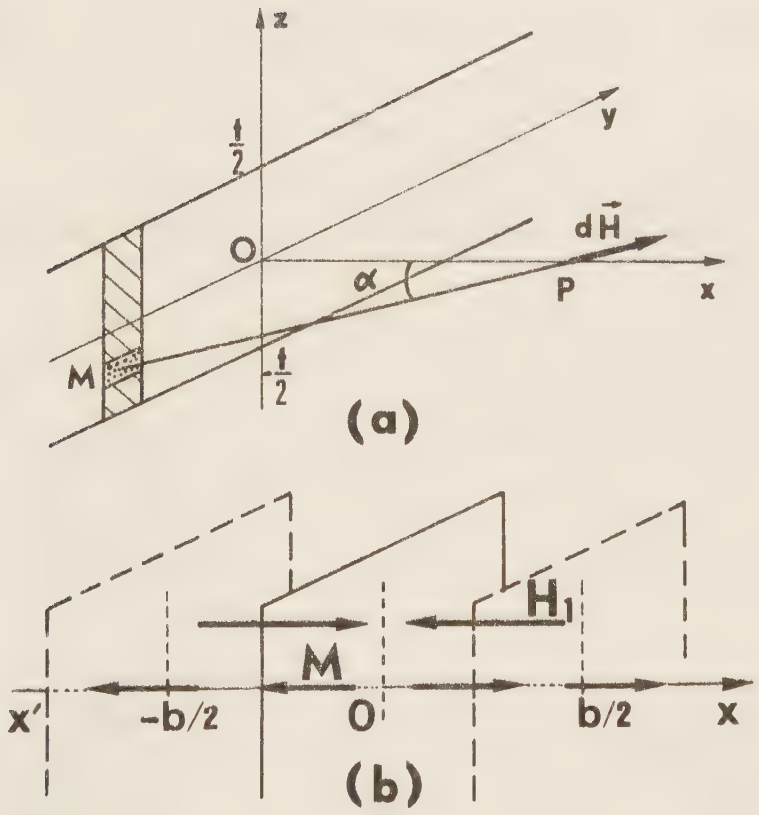


FIGURE III.1

L'énergie de la bande chargée s'écrit :

$$W_1 = -2 \cdot \frac{1}{2} \int_0^{\frac{b}{2}} \vec{H}_1(x) \cdot \vec{M}(x)\, dx \qquad \text{III 3}$$

Avec une densité superficielle de charge $\sigma = -2M$ et par unité de longueur de paroi,

$$W_1(b) = 4M^2 t \left[\frac{\pi b}{2t} - \frac{b}{t} \text{ Arctg } \frac{b}{t} + \frac{1}{2} \text{ Log } \left(1 + \frac{b^2}{t^2}\right)\right] \qquad \text{III 4}$$

La signification de b est indiquée sur la figure III 1 b.

Lorsque b croît indéfiniment

$$W_1(b \to \infty) \to 4M^2 t \left[1 + \text{Log } \frac{b}{t}\right]_{b\to\infty} \qquad \text{III 5}$$

Ce résultat a été utilisé précédemment (131).

2°) Energie de création de la paroi de largeur "a" à partir de la paroi d'épaisseur nulle : Méthode de Néel

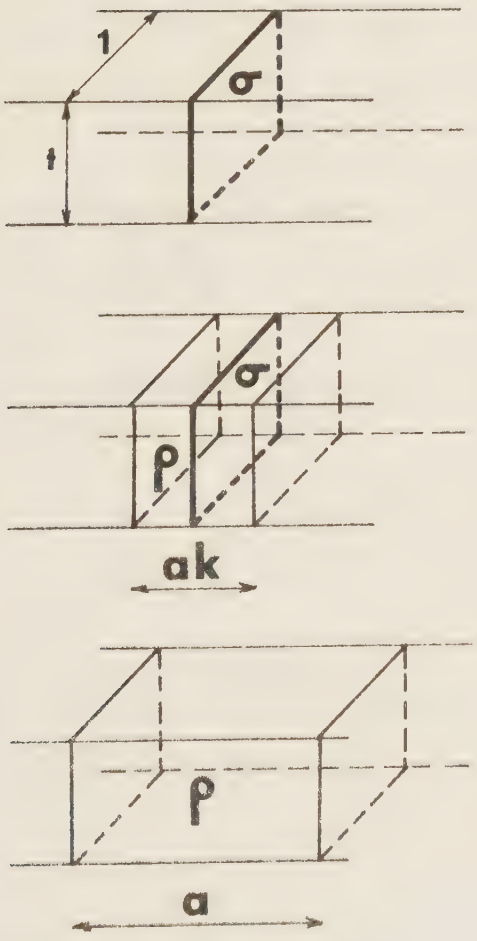
L'étalement de la paroi sur une épaisseur a correspond à une répartition de la charge (- 2M) avec une densité en volume :

$$\rho = - \frac{2M}{a}$$

Dans un état intermédiaire défini par la largeur a × k où k ε [0,1], la bande plane porte la charge :

$$\sigma = - 2M (1 - k)$$

La charge restante (- 2Mk) est répartie avec la densité volumique $\rho = - \frac{2M}{a}$ sur une épaisseur ak centrée sur la bande plane (figure III 2).



(a) *Etat initial*
densité superficielle de charges : $\sigma = - 2M$
(section du tube : 1 × t)

(b) *Etat intermédiaire*
largeur de paroi [a k]
$k \in [0,1]$
superposition de distribution volumique σ *et superficielle* ρ

(c) *Etat final*
paroi de largeur a
densité volumique
$\rho = - \frac{2M}{a}$

FIGURE III.2

Si $H(k, x)$ est le champ magnétique créé par ces répartitions de charges volumiques et superficielles, le travail à fournir pour augmenter l'épaisseur de la paroi de la quantité : $da = a\,dk$ en transportant la charge : $-\frac{2M}{a} \cdot a\,dk = -2M\,dk$ empruntée à la bande s'écrit :

$$d\mathcal{E} = 2M\,dk \int_0^{\frac{ak}{2}} H(k, x)\,dx \qquad \text{III 6}$$

Le travail total s'obtient en intégrant pour k variant de 0 à 1. Le champ $H(k, x)$ dans lequel s'effectue le déplacement des charges transportées est la somme des champs $H_1(k, x)$ dû à la bande chargée et $H_2(k, x)$ associé à la distribution volumique de charge.

Pour une valeur donnée de k, la densité superficielle de la bande chargée est :

$$\sigma = -2M(1 - k)$$

Le champ créé par cette bande a pour expression (Annexe III 2) :

$$H_1(k, x) = -8M(1 - k)\,\mathrm{Arctg}\,\frac{t}{2x} \qquad \text{III 7}$$

Le champ $H_2(k, x)$ dû à la distribution volumique de densité $\rho = -\frac{2M}{a}$ et de largeur ak est donné par l'intégrale (Annexe II b 5) :

$$H_2(k, x) = \frac{8M}{a} \int_{-\frac{ak}{2}}^{\frac{ak}{2}} \mathrm{Arctg}\,\frac{t/2}{x - X}\,dX \qquad \text{III 8}$$

soit

$$H_2(k, x) = \frac{8\pi M x}{a} + \frac{4Mt}{a}\left[\frac{1}{2}\,\mathrm{Log}\,(1 + \eta^2) - \eta\,\mathrm{Arctg}\,\eta\right]_{\eta = \frac{ak - 2x}{t}}^{\eta = \frac{ak + 2x}{t}} \qquad \text{III 9}$$

Le travail total pour parvenir à la paroi d'épaisseur a est :

$$\mathcal{E} = \int_{k=0}^{1} 2M\,dk \int_0^{\frac{ak}{2}} \left|H_1(k, x) + H_2(k, x)\right| dx \qquad \text{III 10}$$

En intégrant (III 10) avec les expressions (III 7) et (III 9) de $H_1(k, x)$ et $H_2(k, x)$ on obtient :

$$\mathcal{E} = -\frac{4\pi M^2 a}{3} + \frac{M^2 t^2}{a}\left[\left(\frac{8}{3}\frac{a^2}{t^2} - 2\right)\mathrm{Arctg}\,\frac{2a}{t} - \left(\frac{2a}{t} - \frac{t}{6a}\right)\mathrm{Log}\left(1 + \frac{4a^2}{t^2}\right)\right] + \frac{10}{3} M^2 t \qquad \text{III 11}$$

Ajoutant ce travail à l'énergie initiale III 5, nous retrouvons l'énergie magnétostatique totale de la paroi symétrique calculée par une méthode différente (128).